THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Jean LACHKAR

PREMIERE THESE

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA DESINTEGRATION BETA ET A L'ETUDE DE LA STRUCTURE NUCLEAIRE A L'AIDE D'EXPERIENCES SUR CERTAINES CASCADES BETA-GAMMA : ^{198}Au, ^{86}Rb, ^{170}Tm

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 21 décembre 1966 devant la Commission d'Examen

MM.	R. NATAF	Président
	G. AMBROSINO	Rapporteur
	B. JANCOVICI	Examinateur

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Jean LACHKAR

PREMIERE THESE

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA DESINTEGRATION BETA ET A L'ETUDE DE LA STRUCTURE NUCLEAIRE A L'AIDE D'EXPERIENCES SUR CERTAINES CASCADES BETA-GAMMA : ^{198}Au, ^{86}Rb, ^{170}Tm

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 21 décembre 1966 devant la Commission d'Examen

MM.	R. NATAF	Président
	G. AMBROSINO	Rapporteur
	B. JANCOVICI	Examinateur

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE DE PARIS

FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

PROFESSEURS

JANVIER 1967

Le Doyen M. ZAMANSKY

GRASSE	T	Evolution des êtres organisés
PREVOST	T	Chimie organique
WYART	T	Minéralogie et cristallographie
TEISSIER	T	Zoologie
AUGER	T	Physique quantique et relativité
MONNIER	T	Physiologie générale
PIVETEAU	T	Paléontologie
ROCARD	T	Physique E.N.S.
CARTAN	T	Mathématiques E.N.S.
LAFFITTE	T	Chimie générale
N L	T	Géométrie supérieure
COULOMB	T	Physique du globe
CHRETIEN	T	Chimie minérale
BOCQUET	T	Zoologie
KASTLER	T	Physique E.N.S.
EPHRUSSI	T	Génétique
GAUTHERET	T	Biologie végétale CPEM
LUCAS R	T	Recherches physiques
THOMAS A.	T	Biologie
MORAND	T	Physique enseignement
SOLEILLET	T	Physique CPEM
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides
DRACH	T	Biologie maritime
QUENEY	T	Météorologie et dynamique de l'atmosphère
GALLIEN	T	Embryologie
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie physique
THELLIER	T	Physique du globe
PONCIN	T	Mécanique générale
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres
GAGNIARD	T	Géophysique appliquée
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire
CUVILLIER	T	Micropaléontologie
TRILLAT		Microscopie et diffraction électronique
WIEMANN	T	Chimie organique et struturale
VASSY	T	Physique de l'atmosphère
DESTOUCHES	T	Théorie physique
AMIEL	T	Chimie générale
J.P. MATHIEU	T	Physique optique
COUTEAUX	T	Cytologie
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie
FELDMANN	T	Biologie végétale marine
JOST	T	Physiologie comparée
FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématiques
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral
CHOUARD	T	Physiologie végétale
MALAVARD	T	Aviation (technique aéronautique)
BRELOT	T	Analyse supérieure
EICHHORN	T	Botanique
BENARD	T	Chimie appliquée
DUGUE	T	Statistique mathématique

SOULAIRAC T Psychophysiologie

ULRICH T Physiologie végétale appliquée

KIRRMANN T Théories chimiques

CHADEFAUD T Botanique

Mlle LE BRETON T Physiologie de la nutrition

LELONG T Application de l'analyse à la géométrie

DEVILLIERS T Anatomie comparée

EHRESMANN T Topologie algébrique

FRANCON T Physique SPCN

GLANGEAUD T Géographie physique, géologie dynamique

GODEMENT T Mathématiques MGP

PISOT T Techniques mathématiques de la physique

ROCH T Géologie

SCHATZMANN T Astrophysique

TERMIER T Géologie générale

ZAMANSKY T Mathématiques générales

LENNUIER T Physique MGP

ROUTHIER T Géologie appliquée

Mme TONNELAT T Physique théorique

DIXMIER T Mathématiques MPC

SOUCHAY T Chimie générale

AIGRAIN T Electrotechnique

BRUSSET T Chimie systématique

LEVY T Physique théorique des hautes énergies

Mme CHAIX T Chimie biologique

Mme HUREL PY T Biologie végétale CPEM

PANNETIER T Chimie générale I

NORMANT T Synthèse organique

YVON T Théories physiques

COTTE T Physique électricité

DUBOIS J.E T Chimie organique physique

LAMOTTE T Zoologie E.N.S.

OLMER T Energétique générale

GAUTHIER T Mécanique appliquée

BARCHEWITZ T Chimie physique

BROSSEL T Physique atomique

BUSER T Physiologie comparée

CAMUS T Physiologie végétale

CURIEN T Minéralogie et cristallographie

POSSOMPES T Zoologie

PULIMANN T Chimie quantique

TEILLAC T Physique nucléaire et radioactivité

VILLE T Econométrie

FREYMANN T Recherches physiques

ROLLET T Chimie minérale

Mlle JOSIEN T Chimie SPCN

CHEVALLEY T Géométrie algébrique et théorie des groupes

GERMAIN T Mécanique, théorie des fluides

LUCAS G. T Géologie

ALLARD T Chimie physique

BERTHELOT T Physique des particules fondamentales

BRICARD T Météorologie

Mme ALBE-FESSARD T Psycho-physiologie

M. JULIA T Etude des molécules naturelles complexes

MAGAT T Physico-chimie des rayonnements

MONOD T Chimie du métabolisme

BRUN T Mécanique des fluides I

Mme DUBREIL T Mathématiques (Agrégation)

Mme LELONG T Mathématiques II ENS

BELLAIR T Géologie SPCN

BOUISSIERES T Radiochimie

Mme COUTURE T Thermodynamique et mécanique

FRANC Biologie animale CPEM

SCHNELL T Botanique tropicale

STOLKOWSKI T Physiologie générale

ACHER T Chimie biologique

BAUDOIN T Biologie animale CPEM

BEAUMONT Biologie animale SPCN

BLAMONT Géophysique ionosphère

BOUREAU T Botanique

CURIE D. Physique MGP

DURAND DELGA T Géologie
HELLER T Physiologie végétale
TORTRAT T Calcul des probabilités
CAILLEUX T Géologie SPCN
MAGNAN T Physique électricité
DAUDEL T Mécanique ondulatoire
Mme CHOQUET-BRUHAT T Mécanique analytique et mécanique céleste
Mlle VEIL T Physiologie générale
LWOFF T Microbiologie
SIESTRUNCK T Mécanique physique et expérimentale
CABANNES T Mécanique théorique
CAIRE T Géographie physique et géologie dynamique
COMOLET T Mécanique des fluides
DELLOUE T Physique de l'exosphère
HOUILLON T Biologie animale
OLIVIER T Anthropologie
SAMUEL T Mathématiques (ENS Jeunes filles)
DE POSSEL T Analyse numérique
CHARLOT T Chimie analytique
CHATELET T Chimie CPEM
MATTLER T Physique SPCN
AUBOUIN T Géologie
Mme BENOIT-GUEUTAL T Physique nucléaire et radioactivité
BOUGIS Biologie végétale marine Villefranche sur mer
RIGAUDY T Chimie SPCN
COLLONGUES T Chimie appliquée
DUBERT Biochimie
NOZIERES T Physique fondamentale
CADIOT Chimie organique
IVANOFF T Océanographie physique
FRANCOIS Zoologie
TALBOT Génie chimique
Mme NOUGAREDE Botanique
BRUHAT T Mathématique MPC
FOURNET Electricité générale
DEHEUVELS T Mathématiques propédeutiques
FURON T Géologie SPCN
Mme GANS T Génétique
GENEVES Biologie végétale CPEM
HUPE T Pétrographie
HOLLANDE T Biologie générale
LIONS T Analyse numérique
MAITTE T Chimie organique
NICOLAS Géologie appliquée
PANIGEL Biologie générale
RAVIER T Pétrographie
MOREL F T Physiologie comparée
ROSEAU T Mécanique théorique des fluides
ROUBINE T Electronique E.S.E.
SILBER T Chimie CPEM
UEBERSFELD T Electronique
THIRY T Mécanique céleste
ABELES T Physique SPCN
AMAT T Thermodynamique
BALKANSKI Physique MPC. 1
LE CORRE T Electricité
NATAF T Physique nucléaire et radioactivité
ECHALIER Biologie animale CPEM
BARRAUD T Physique CPEM
DARS Géologie structurale et appliquée
CAMEFORT Botanique (agrégation)
VICHNIEWSKY T Mécanique industrielle
SIGWALT Chimie SPCN
BLAQUIERE Automatique
BARUCH Physique propédeutique
ARNOUS T Physique théorique
SLONINSKI Génétique
MALLIAVIN T Mathématiques propédeutique
GAUDEMAR Chimie propédeutique
BROUSSE T Mécanique théorique
ROSCH T Astronomie

GUY	T	Physique expérimentale
LAZARD	T	Mathématiques MPC
MOREL P.		Physique MPC
ARSAC		Programmation
LEFEBVRE	T	Chimie MPC
BOK		Physique fondamentale
CHAPEVILLE		Biochimie
BENOIT		Physique CPEM
RIO		Chimie CPEM
JAUZEIN		Géologie ENS
PREVOST G.		Biologie cellulaire
FAVARD P.		Biologie animale CPEM
Mme CHARNIAUX-COTTON		Evolution des êtres organisés
Mlle FICINI		Chimie CPEM
LEQUEUX		Astronomie
COHEN TANNOUDJI		Physique atomique
HERVE	T	Mathématiques
Mme PECKER-WIMEL	T	Astrophysique
TAVERNIER		Physique PC
DURAND Michel		Biologie animale SPCN
PASCAUD		Physiologie
Mme PETIT		Biologie animale CPEM
CAGNAC		Electricité
FALK-VAIRANT		Physique nucléaire
KRASNER	T	Mathématiques
BENZECRI	T	Statistiques
VINH MAU		Physique MGP
DUQUESNES		Physique CPEM
SCHUTZENBERGER	T	Programmation
TREMULLON		Chimie MPC
FAYARD		Chimie MPC
BUVET		Chimie CPEM
AUTHIER		Minéralogie et cristallographie
BONNEFILLE		Electrotechnique
Mme PUISEUX	DAO	Biologie végétale
BERGER	T	Géométrie supérieure
Mlle LIBERMANN	T	Mathématiques
DEDONDER	T	Biologie cellulaire
DUFOUR	T	Electronique I.U.T
SCHAAL		Chimie CPEM
BAUCHOT		Anatomie comparée
LANCE		B.V. CPEM
GIRAUD		Botanique E.N.S.
HULIN		Physique P.C.
VIGIER		Génétique
GUERN		Biologie végétale
SLODZIAN		Physique CPEM
LACOMBE		Logique mathématique
TAVLITZKI		Biologie cellulaire
ARVIEU		Physique CPEM
TAXI		B.A. CPEM
COLLENOT		B.A. CPEM
BASSELIER		Chimie propédeutique
BADOUAL		Electronique I.U.T.

Le Secrétaire Général,

R. POULLAIN

REMERCIEMENTS

Je remercie Messieurs les Professeurs NATAF et JANCOVICI de l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et de leur présence bienveillante au jury d'examen en tant que Président et Examinateur.

Je tiens à exprimer à M. AMBROSINO ma profonde et très respectueuse reconnaissance pour l'accueil chaleureux qu'il m'a réservé dans son laboratoire et pour tous les conseils qu'il n'a cessé de me prodiguer depuis qu'il dirige mon travail. C'est pour moi un agréable devoir de remercier très vivement Madame AMBROSINO qui a tenu à assurer personnellement la frappe de ma thèse.

Je désire exprimer ma gratitude à Monsieur le Directeur du Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel qui a permis, grâce à l'appui précieux de Messieurs JACQUESSON et LEUBA Chefs du Service de Physique Expérimentale, mon détachement et l'accomplissement de travail au Laboratoire Maurice de Broglie.

Je voudrais remercier tout le personnel de ce laboratoire ainsi que Madame FLOURET, Mademoiselle JOLIBOIS, Monsieur GARCHERY et Monsieur HUMEAU de leur aide précieuse.

Je voudrais enfin adresser mon amicale sympathie à Mademoiselle PERCHEREAU pour une collaboration de dix années dans la poursuite des recherches entreprises.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544322_0045

P L A N

INTRODUCTION

DETERMINATION DE LA MATRICE DE TRANSITION

EVALUATION DE LA MATRICE DE TRANSITION :

- $\mathcal{T}_e$, $\mathcal{T}_\nu$
- les éléments de matrices nucléaires
- probabilité de désintégration β (transitions permises (transitions interdites
- probabilité de transition $\beta - \gamma$

Appendice I : FORMULES DE LA DESINTEGRATION β^+

Appendice II : C(W) POUR LES TRANSITIONS UNE FOIS INTERDITES

Appendice III : $\mathcal{E}$ (W) POUR LES TRANSITIONS UNE FOIS INTERDITES

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA DESINTEGRATION BETA ET A L'ETUDE DE LA STRUCTURE NUCLEAIRE A L'AIDE D'EXPERIENCES SUR CERTAINES CASCADES BETA-GAMMA : ^{198}Au, ^{86}Rb, ^{170}Tm

THEORIE DE LA DESINTEGRATION β DES NOYAUX

INTRODUCTION

Le cas le plus pur de la désintégration β d'un noyau est celui de la désintégration du neutron libre en un proton, un électron et un antineutrino avec une vie moyenne de 12 minutes environ. Dans un noyau radioactif, un proton ou un neutron, lié peut se désintégrer en émettant un électron positif ou négatif.

Dans un noyau radioactif β^-, par exemple, un neutron peut se désintégrer à condition que le proton créé ne viole pas le principe d'exclusion de Pauli. Ainsi, l'étude de la désintégration d'un noyau donné nécessite la connaissance approfondie de la structure des noyaux initial et final. Réciproquement, on peut atteindre la structure nucléaire à l'aide de la désintégration β On y parvient en déterminant la matrice de transition, puis la probabilité de transition entre les états initiaux et finals des nucléons et des leptons.

Lorsque le niveau final n'est pas un état stable, celui-ci se désexcite, le plus souvent, par émission d'un photon. La probabilité de transition β - γ dépend de la corrélation entre l'électron et le photon émis à sa suite. Celle-ci s'exprime à l'aide des deux matrices densité β et γ.

Nous nous proposons de retrouver les expressions des probabilités de transition β et de la fonction de la corrélation β - γ directionnelle dans le cas des transitions permises et une fois interdites.

DETERMINATION DE LA MATRICE DE TRANSITION

Quelques expériences fondamentales ont permis de définir le caractère exact de l'interaction faible. Ces expériences relativement peu nombreuses – mise en évidence de la non conservation de la parité [1], corrélation angulaire électron - neutrino [2], mesure de la constante de couplage g_v [3] – ont justifié l'hypothèse de la théorie du neutrino à deux composantes et la forme $V-\lambda A$ de cette interaction lorsque l'on néglige les effets de la conservation du courant vectoriel [4] et la pseudo-conservation du courant axial-vectoriel [5]. Ainsi, dans un système où $\hbar = m = c = 1$, la densité hamiltonienne H_β se présente sous la forme :

$$H_\beta = -\left[\Psi_f^*(c_v - c_A\gamma_5)\alpha\tau^- \Psi_i\right]\cdot\left[\Psi_e^*\ \alpha\ (1+\gamma_5)\Psi_\nu\right] + \left[\Psi_f^*(c_v - c_A\gamma_5)\tau^- \Psi_i\right]\cdot\left[\Psi_e^*(1+\gamma_5)\Psi_\nu\right] + \text{herm. conj.} \qquad (1)$$

les matrices γ se définissent par les relations :

$$\gamma_4 = -\beta\ ;\ \alpha_k = -i\ \gamma_4\gamma_k\ ;\ \sigma_k = \gamma_5\alpha_k\ ;\ \gamma_5 = \gamma_1\cdot\gamma_2\cdot\gamma_3\cdot\gamma_4 .$$

Il est intéressant de distinguer dans H_β la partie spatiale de sa quatrième composante, ainsi que nous l'avons fait dans la formule (1). En effet, les nucléons ayant des vitesses faibles, l'approximation non relativiste des éléments de matrice des nucléons se justifiera toujours, avec une excellente précision. Nous donnons – Appendice 1 – les formules permettant de passer de H_{β^-} à H_{β^+}.

Nous ne faisons pas figurer de symbole de sommation sur les nucléons qui devrait être répété à toutes les lignes du calcul.

Ψ_1 et Ψ_f sont les fonctions d'onde des noyaux dans les états initiaux et finals, Ψ_e et Ψ_ν celles de l'électron et du neutrino, τ^- est la composante du spin isotopique qui change le neutron en proton dans le cas de l'émission β^-. Le symbole * représente l'opérateur de conjugaison hermitique.

Nous supposons que cette transformation s'accompagne de l'émission simultanée, donc au même endroit, d'un électron et d'un antineutrino : c'est une interaction ponctuelle.

$$H_\beta = -\int d\tau_N\cdot d\tau_\ell\left[\Psi_f^*(c_v - c_A\gamma_5)\alpha\tau^-\Psi_i\right]\cdot\left[\Psi_e^*\alpha(1+\gamma_5)\Psi_\nu\right]_{\tau=\tau_N}\cdot\delta(\vec{\tau}_N - \vec{\tau}_\ell) + \int d\tau_N\cdot d\tau_\ell\left[\Psi_f^*(c_v - c_A\gamma_5)\tau^-\Psi_i\right]\cdot\left[\Psi_e^*(1+\gamma_5)\Psi_\nu\right]_{\vec{\tau}=\tau_\ell}\cdot\delta(\vec{\tau}_N - \vec{\tau}_\ell)\,.$$

Il est commode, pour ce qui suit, de décomposer la fonction delta en harmoniques sphériques :

$$\delta(\vec{\tau}_N - \vec{\tau}_\ell) = (\tau_N\cdot\tau_\ell)^{-1}\,\delta(\tau_N - \tau_\ell)\sum_{L,M}{}'(-)^M\ Y_L^M(\hat{\tau}_N)\cdot Y_L^{-M}(\hat{\tau}_\ell).$$

sachant que $\vec{\alpha} = \gamma_5\vec{\sigma}$, il apparaît dans le développement de H_β les tenseurs irréductibles de rang K du groupe des rotations.

$$T^M_{KL\gamma_o} = \sum_v C(\gamma_o, L, K; M-v, v)\left[\gamma_5\cdot\sigma_{M-v}\right]^{\gamma_o}\cdot i^L\cdot Y_L^v\ ;\ -K \leqslant M \leqslant +K\ .$$

γ_o peut prendre les valeurs 0 ou 1. La valeur $\gamma_o = 0$ correspond à une interaction singulet (2ème terme de H_β), la valeur $\gamma_o = 1$ correspond à une interaction triplet. Les coefficients $C(j_1\ j_2\ j_3\ ;\ m_1\ m_2)$ sont les coefficients de Clebsch-Gordan.

L'hamiltonien de l'interaction se met sous la forme :

$$(2)\quad H_{\beta^-} = \sum_{K,L,\gamma_o,M} (-)^{K+M} \int \tau^2 \, d\tau \left\{ \int d\Omega_N \left[\psi_f^* (c_v - c_A \gamma_5) T^M_{KL\gamma_o} \tau^- \psi_i \right] \right\}$$

$$\cdot \left\{ \int d\Omega \left[\psi_e^* (1 + \gamma_5) T^{-M}_{KL\gamma_o} \psi_\nu \right] \right\}.$$

Les fonctions d'onde de l'électron et du neutrino sont d'abord écrites dans un système dans lequel l'axe de quantification de chaque particule est choisi le long de sa propre direction de propagation. En choisissant ensuite un axe de quantification unique et fixe, nous devons faire intervenir la rotation des deux anciens systèmes de référence en introduisant les matrices de rotation $D_j^{mm'}(\theta_i)$. Celles-ci sont une représentation du groupe des rotations à $(2j + 1)$ dimensions, les angles d'Euler θ_e et θ_ν définissent les directions d'émission de l'électron et du neutrino.

L'application du théorème de Wigner-Eckart aux deux opérateurs leptoniques et baryoniques permet de faire apparaître dans H_β les éléments de matrices réduites.

Si nous désignons l'élément de matrice H_β entre les états initiaux et finals par :

$$M_\beta = \langle J_f , m_f , m_e \mid H_\beta \mid J_i , m_i \, m_\nu \rangle$$

on a :

$$M_\beta = \sum_{K,L,\gamma_o,M} (-)^{K+M} \sum_{\substack{je , j\nu \\ v_e , v_\nu}} \mathcal{D}^{*\, v_e \, m_e}_{je} (\theta_e) \cdot \mathcal{D}^{v_\nu \, m_\nu}_{j\nu} (\theta_\nu) \cdot (-)^{J_f - m_f} \cdot$$

$$\cdot \begin{pmatrix} J_f & K & J_i \\ -m_f & M & m_i \end{pmatrix} \cdot (-)^{j_e - v_e} \begin{pmatrix} j_e & K & j_\nu \\ -v_e & -M & v_\nu \end{pmatrix}$$

$$\cdot \int_o^\infty \tau^2 \, d\tau \langle \psi_f (J_f) \parallel (C_v - c_A \gamma_5) T_{KL\gamma_o} \tau^- \parallel \psi_i \rangle \cdot \langle \psi_e \parallel (1+\gamma_5) T_{KL\gamma_o} \parallel \psi_\nu \rangle .$$

Pour simplifier l'écriture, posons :

$$(4)\quad I = \int_o^\infty \tau^2 \, d\tau \langle \psi_f \parallel (c_v - c_A \gamma_5) T_{KL\gamma_o} \tau^- \parallel \psi_i \rangle \cdot \langle \psi_e \parallel (1+\gamma_5) T_{KL\gamma_o} \parallel \psi_\nu \rangle .$$

Règles de sélection

Les formules définissant $T_{KL\gamma_o}$ fournissent les relations triangulaires suivantes :

$$\Delta (K, L, \gamma_o) = 0$$

$$\Delta\,(K,\ J_i,\ J_f) \quad = \quad 0$$

$$\Delta\,(K,\ j_e,\ j_\nu) \quad = \quad 0$$

On peut, dès lors, interpréter K comme le moment angulaire total de la paire électron-neutrino. Celui-ci est la somme vectorielle du moment angulaire orbital L et du spin et de la paire électron-neutrino γ_o .

D'où les règles de sélection :

$$\gamma_o = 0 . \quad \left| J_i - J_f \right| \leqslant K = L \leqslant (J_i + J_f) .$$

$$\gamma_o = 1 . \quad K = L-1,\ L,\ L+1 . \ \left| J_i - J_f \right| \leqslant K \leqslant (J_i + J_f) .$$

En règle générale, une transition n fois interdite correspond à :

$$L \leqslant n \quad \text{donc} \quad K \leqslant n+1$$

$$\left| J_i - J_f \right| \leqslant n < J_i + J_f$$

Désignons par π_i et π_f la parité des états initiaux et finals :

$$\Delta\pi = \pi_i \cdot \pi_f = (-)^{L+\gamma_o}$$

donc, en règle générale, une transition n fois interdite correspond à :

$$\Delta\pi = (-1)^n .$$

EVALUATION DE LA MATRICE DE TRANSITION

L'évaluation de la matrice de transition nécessite la connaissance des fonctions d'onde de l'électron et du neutrino en tenant compte du champ coulombien du noyau. Nous sommes amenés à chercher les fonctions d'onde de l'électron, solution de l'équation de Dirac, en présence d'un champ coulombien central. Celle du neutrino s'en déduira en faisant tendre la masse et la charge de celui-ci vers zéro. On pourrait aussi calculer celle-ci directement. Les solutions de l'équation de Dirac pour un électron sont les éléments d'un ensemble complet des fonctions propres des trois opérateurs H, K, j_z.

H est l'hamiltonien de la théorie de Dirac $-\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta\, m + V(\tau)$ dont la valeur propre est l'énergie.

$K = \beta\,(o . L+1)$ a pour valeur propre reliée au moment angulaire total de l'électron ($K^2 = j^2 + 1/4$). m_e est la valeur propre relative à l'opérateur j_z projection de j sur l'axe de quantification défini à partir de la direction de propagation de l'électron.

Ainsi :

$$\Psi^{m_e}_{e^{\pm}} = \sum_{\substack{\chi \neq 0 \\ \chi > 0 \text{ ou } \chi \leqslant 0}} \left\{ 4\pi \left[2\ell(\chi)+1 \right] \right\}^{1/2} \cdot C\left(\ell(\chi)\, \tfrac{1}{2}\, j(\chi) ;\ 0\ m_e\right) \cdot e^{\pm i \Delta_\chi} \cdot \Psi_\chi^{m_e} \qquad (5)$$

Aux valeurs de $\chi < 0$, nous faisons correspondre par convention les valeurs de l et de j telles que : $\ell + 1 = |\chi|$ et $j + 1/2 = |\chi|$, et aux valeurs de $\chi > 0$, $\chi = \ell$; $j + 1/2 = \chi$

$$\psi_{\chi}^{m_e} = \left[f_{\chi} + i\, g_{\chi} (\vec{\alpha} \cdot \vec{\tau}) \right] \phi_{\chi}^{m_e}$$

$$\phi_{\chi}^{m_e} = \frac{1}{2} (1 - \beta) \sum_{\tau = -\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}} C (\ell \tfrac{1}{2} j ; \mu - \tau) \cdot Y_{\ell}^{\ell} \cdot X_{1/2}^{\mu - \tau} \cdot i^{\ell} \,. \qquad (5a)$$

$X_{1/2}^{\mu - \tau}$ étant le spineur de Dirac à quatre composantes.

Dans le cas du champ coulombien $V = \frac{Z_e^2}{r}$, les fonctions exactes f (r) et g (r) sont données par les formules :

$$f_{\chi} (r) = \sqrt{\frac{W + 1}{2 W}} (pr)^{\gamma - 1} \; C (\gamma, \eta) \; \mathrm{Re} (\lambda_{\chi})$$

$$g_{\chi} (r) = - \sqrt{\frac{W - 1}{2 W}} (pr)^{\gamma - 1} \; C (\gamma, \eta) \; \mathrm{Im} (\lambda_{\chi})$$

où p est la quantité de mouvements de l'électron reliée à l'énergie totale de la particule par la relation : $p^2 = W^2 - 1$ et :

$$\gamma = \left[\chi^2 - (Z \alpha)^2 \right]^{1/2}$$

$$n = \frac{\alpha Z W}{p} \qquad \alpha = e^2 \text{ (constante de structure fine)} .$$

$$\lambda_{\chi} = (\gamma + i\eta) \exp \left[i (\varphi - p\tau) \right] \cdot F_1 (\gamma + 1 + i\eta, 2\gamma + 1 ; 2 i p \tau) .$$

$$e^{2 i \varphi} = e^{-\pi i} \left\{ \left[\chi - i (\frac{2\alpha}{p}) \right] \Big/ (\gamma + i\eta) \right\} \text{ avec la détermination } - \pi \leq \varphi \leq 0 .$$

$$C (\gamma, \eta) = 2^{\gamma} \exp \frac{\pi \eta}{2} \cdot \left| \frac{\Gamma (\gamma + i\eta)}{\Gamma (2\gamma + 1)} \right| .$$

$$\Delta_{\chi} = \frac{1}{2} \mathrm{Arg} \left(\frac{- \chi + i \alpha Z/p}{\gamma + i \alpha Z W/p} \right) - \mathrm{Arg}\, \Gamma (\gamma + i\eta) + \frac{1}{2} \pi \left[\ell (-\chi) - \gamma \right] .$$

Ces calculs ne tiennent pas compte de la dimension finie du noyau ni de l'effet d'écran [7], [8].

La fonction d'onde du neutrino se présente sous une forme analogue à celle de l'électron. Désignons par q la quantité de mouvement du neutrinon :

$$\psi_{\nu}^{m_\nu} = \sum_{\chi \neq 0} \left\{ 4 \pi \left[2 \ell (\chi) + 1 \right] \right\}^{1/2} \cdot C (\ell(\chi) \tfrac{1}{2} j(\chi) ; 0 \; m_\nu) \cdot \psi_{\nu}^{m_\nu} \qquad (6)$$

Dans l'expression de $\Psi_{\chi}^{m_\nu}$, nous donnons le développement asymptotique des fonctions $f_\chi(r)$ et $g_\chi(r)$ calculées en faisant tendre la charge du neutrino vers zéro.

$$\Psi_{\chi}^{m_\nu} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[j_{\ell(\chi)}(q\,.\,\tau) + \left(\text{Signe}\left(\chi_\nu\,.\,i(\vec{\alpha}\,.\,\vec{\tau})\right)\right).\, j_{\ell(-\chi)}(q\tau) \right] \Phi_{\chi}^{m_\nu} . \qquad (6a)$$

Dans $\Phi_{\chi}^{m_\nu}$ apparaîtra le spineur à quatre composantes $\chi^{\mu}_{1/2}{}^{-\tau}$ dont deux des composantes seulement sont indépendantes.

L'expression I définie par la formule (4) devient :

$$I = 4\pi \left\{ \left[2\,\ell(\chi_e)+1 \right] . \left[2\,\ell(\chi_\nu)+1 \right] \right\}^{1/2} . C\left(\ell(\chi_\nu)\tfrac{1}{2}\, j(\chi_\nu)\,;\; 0\; m_\nu\right)$$

$$. C\left(\ell(\chi_e)\,\tfrac{1}{2}\, j(\chi_e)\,;\, 0\; m_e\right) . \exp(i\,\Delta\chi_e)$$

$$. C_{KL\gamma_o}\left[J_i, J_f ; j(\chi_e), j(\chi_\nu) \right] .$$

où :

$$C_{KL\,\gamma_o}\left[J_i, J_f ; j(\chi_e), j(\chi_\nu)\right] = \int_o^\infty \tau^2\, d\tau \left\langle J_f \left\| (c_v - c_A\,\gamma_5)\, T_{KL\gamma_o} \tau^{-} \right\| J_i \right\rangle .$$

$$\left\langle \Psi_{\chi_e} \left\| (1+\gamma_5)\, T_{KL\,\gamma_o} \right\| \Psi_{\chi_\nu} \right\rangle .$$

Il est possible de calculer les éléments réduits de matrices leptoniques exprimant le recouvrement des fonctions d'ondes radiales de l'électron et du neutron. Les fonctions f_{χ_e} et g_{χ_e} sont décrites sous la forme suivante :

$$f_{\chi_e}\left(\frac{2\tau}{\alpha Z}\,,\; W\right) = \left[F_{\chi_e}(Z, W, \tau) \right]^{1/2} . f'_{\chi_e}\left(\frac{2\tau}{\alpha Z}\,,\; W\right)$$

$$g_{\chi_e}\left(\frac{2\tau}{\alpha Z},\; W\right) = \left[F_{\chi_e}(Z, W, \tau) \right]^{1/2} . g'_{\chi_e}\left(\frac{2\tau}{\alpha Z}\,,\; W\right) .$$

les fonctions f' et g' étant développées dans diverses approximations considérées par la suite.

$$F_{\chi_e}(z, W, r) = 4^{\gamma} . (2\,pr)^{2(\gamma-1)}\; e^{\pi\eta} . \left| \frac{\Gamma(\gamma + i\,\eta)}{\Gamma(2\,\gamma+1)} \right|^2$$

L'élément de matrice leptonique réduite est le produit de la racine carrée de la fonction $F_e(z, W, r)$ par la quantité $\left\langle \left\| M'_e \right\| \right\rangle$, somme de termes obtenus en combinant les fonctions $f'_{\pm\chi_e}$ et $g'_{\pm\chi_e}$ avec les fonctions d'ondes radiales du neutrino $j_e(\pm\chi_\nu)$. Ce produit dépend encore de r. Dans l'approximation d'UHLENBECK-KONOPINSKI [9], on suppose qu'il est constant à l'intérieur du noyau et à la valeur qu'il prend sur la surface r = R .

$$C_{KL\chi_o} \approx \underbrace{\left[\left\langle \Psi_{\chi_e} \left\| (1+\gamma_5)\, T_{KL\gamma_o} \right\| \Psi_{\chi_\nu} \right\rangle \right]}_{=R} \int_o^\infty \tau^2\, d\tau \left\langle J_f \left\| (c_v - c_A\,\gamma_5)\,\tau^{-} \right\| J_i \right\rangle .$$

L'intégrale contenue dans $C_{KL\,\gamma_o}$ s'appelle l'élément réduit de matrice nucléaire. Ces éléments sont généralement désignés par leur expression en coordonnées cartésiennes et sont donnés ci-dessous avec leurs règles de sélection.

1 - $L = 0$; $\Delta\pi = +1$: TRANSITION PERMISE.

$$(2J_i+1)^{-1/2} \int \tau^2 d\tau \langle J_f \| c_v T_{000} \tau^- \| J_i \rangle = (4\pi)^{-1/2} C_v \int 1 \qquad \Delta J = 0 .$$

$$(2J_i+1)^{-1/2} \int \tau^2 d\tau \langle J_v \| c_A \gamma_5 T_{101} \tau^- \| J_i \rangle = (4\pi)^{-1/2} C_A \int \vec{\sigma} \qquad \Delta J = 0, \pm 1 \quad (\text{non } 0 \rightarrow 0)$$

2 - $L \leqslant 1$; $\Delta\pi = -1$; TRANSITION 1 FOIS INTERDITE.

$$(2J_i+1)^{-1/2} \int \tau^2 d\tau \langle J_f \| C_A \gamma_5 T_{000} \tau^- \| J_i \rangle = (4\pi)^{-1/2} C_A \int \gamma_5 \qquad \Delta J = 0$$

$$(2J_i+1)^{-1/2} \int \tau^2 d\tau \langle J_f \| C_A \gamma_5 T_{011} \tau^- \| J_i \rangle = (4\pi)^{-1/2} C_A \int \frac{\vec{\sigma}.\hat{\tau}}{i} \qquad \Delta J = 0$$

$$(2J_i+1)^{-1/2} \int \tau^2 d\tau \langle J_f \| C_v T_{110} \tau^- \| J_i \rangle = \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{-1/2} . C_v \int i\hat{\tau} \qquad \Delta J = 0, \pm 1 \quad (\text{non } 0 \rightarrow 0)$$

$$(2J_i+1)^{-1/2} \int \tau^2 d\tau \langle J_f \| C_v T_{101} \tau^- \| J_i \rangle = (4\pi)^{-1/2} . C_v \int \vec{\alpha} \qquad \Delta J = 0, \pm 1 \quad (\text{non } 0 \rightarrow 0)$$

$$(2J_i+1)^{-1/2} \int \tau^2 d\tau \langle J_f \| C_A \gamma_5 T_{111} \tau^- \| J_i \rangle = \left(\frac{1}{8\pi}\right)^{1/2} . C_A \int \vec{\sigma} \wedge \hat{\tau} \qquad \Delta J = 0, \pm 1 \quad (\text{non } 0 \rightarrow 0)$$

$$(2J_i+1)^{-1/2} \int \tau^2 d\tau \langle J_f \| C_A \gamma_5 T_{211} \tau^- \| J_i \rangle = \left(\frac{3}{16\pi}\right)^{1/2} . C_A \int \frac{B_{ij}}{\tau} \qquad \Delta J = 0, \pm 1, \pm 2 \quad (\text{non } 0 \rightarrow 0) \quad (\text{non } 1 \rightarrow 0), (\text{non } 0 \rightarrow 1)$$

PROBABILITE DE DESINTEGRATION β

A partir du chapitre précédent, nous pouvons écrire la matrice de transition sous la forme suivante :

$$M_\beta(m_f) = 4\pi \sum_{KL\gamma_o M} (-)^{K+M} \sum_{\chi_e, \chi_\nu \neq 0} \sum_{\nu_e, \nu_\nu} \mathcal{D}^{*\nu_e, m_e}_{j(\chi_e)}(\theta_e) . \mathcal{D}^{\nu_\nu, m_\nu}_{j(\chi_\nu)}(\theta_\nu)$$

$$. \left\{ [2\ell(\chi_e)+1] . [2\ell(\chi_\nu)+1] \right\}^{1/2} . C\left(\ell(\chi_e) \tfrac{1}{2} j(\chi_e) ; 0\, m_e\right) . \exp(i\Delta\chi_e)$$

$$\cdot\, C(\ell(\chi_\nu), \tfrac{1}{2}\, j(\chi_\nu)\,;\, 0\; m_\nu)\,.\,(-)^{I_f - m_f}\,.\,(-)^{j(\chi_e) - \nu_e} \begin{pmatrix} J_f & K & J_i \\ -m_f & M & m_i \end{pmatrix} . \begin{pmatrix} j(\chi_e) & K & i(\chi_\nu) \\ -\nu_e & -M & \nu_\nu \end{pmatrix}$$

$$\cdot \left\{ F_{\chi_e}(\varepsilon, W)^{1/2} \cdot \langle \| M' \| \rangle \cdot \int \varepsilon^2\, d\varepsilon \, \langle \psi_f \| (C_v - C_A \gamma_5)\, \varepsilon^{-} T_{KL} \gamma_o \| \psi_i \right\} . \qquad (7)$$

En se limitant au cas de noyaux non-orientés et en n'enregistrant pas la polarisation de l'électron émis ni le recul du noyau final, il convient de faire la moyenne sur les états initiaux et de sommer sur les états finals. La probabilité de transition s'écrit alors :

$$\mathcal{P}_\beta = \frac{1}{2 J_i + 1} \sum_{m_i,\, m_f,\, m_e,\, m_\nu} \int d\Omega_e \,.\, d\Omega_\nu |M_\beta|^2 \,.$$

Pour trouver la probabilité de désintégration, il suffit de multiplier la probabilité par le nombre d'états par unité d'énergie :

$$P(W)\, dW = 2\pi\, \mathcal{P}_\beta\, dn$$

dn est le nombre d'états possibles occupés par un électron de quantité de mouvement comprise entre p et $p + dp$ et par un neutrino de quantité de mouvement comprise entre q et $q + dq$, les directions p et q étant contenues dans les angles solides $d\Omega_e$ et $d\Omega_\nu$.

$$dn = \frac{p^2\, dp\, d\Omega_e \,.\, q^2\, dq\, d\Omega_\nu}{(2\pi)^6}$$

avec $p^2 + q^2 = W_o^2 - 1$, car l'énergie de recul du noyau est négligée.

$$dn = \frac{1}{(2\pi)^6}\, pWq^2\, dW \,.\, d\Omega_e \,.\, d\Omega_\nu$$

d'où :

$$P(W)\, dW = \frac{1}{(2\pi)^5}\, p.\, Wq^2 \,.\, dW \,.\, \mathcal{P}_\beta$$

TRANSITIONS PERMISES

Elles correspondent à $L = 0$, $\Delta\pi = +1$. On admet que les longueurs d'onde $1/p$ et $1/q$ de l'électron et du neutrino sont beaucoup plus grandes que le rayon nucléaire, donc pr et qr 1. Les combinaisons des fonctions d'onde radiales sont toutes égales à l'unité. D'autre part, les relations imposées par les coefficients de Clebsch-Gordan et de Racah entraînent

$$\ell(\chi_e) = \ell(\chi_\nu) = 0$$

$\mathcal{P}_B$ se ramène alors à la forme simple :

$$\mathcal{P}_B = F(z, W) \cdot C(W) \cdot C(W) = F(Z, W) \cdot \left\{ \left| C_v \cdot \int 1 \right|^2 + \left| C_A \cdot \int \vec{\sigma} \right|^2 \right\} .$$

$$P(W)\, dW = \frac{1}{(2\pi)^5} F(Z,W) \cdot p \cdot W q^2 \cdot \left\{ \left| C_v \int 1 \right|^2 + \left| C_A \cdot \int \vec{\sigma} \right| \right\}^2 \cdot dW$$

La forme du spectre a reçu le nom de "forme statistique", les effets nucléaires ne modifiant pas la distribution statistique des états d'énergie. La fonction F (z,W) ainsi définie est la fonction de Fermi.

TRANSITIONS INTERDITES : L = 0 ou 1, $\Delta \pi = -1$.

A – Dans un premier stade, elles peuvent être traitées avec les mêmes approximations que celles adoptées dans le cas des transitions permises. Dans le cadre de "l'approximation permise", on substitue dans les formules les transitions permises :

$$C_v \int \alpha \quad \text{à} \quad C_A \int \sigma$$

$$C_A \int \gamma_5 \quad \text{à} \quad C_v \int 1 .$$

On exprime ainsi que les transitions une fois interdites ne diffèrent des transitions permises que par un changement de parité, c'est-à-dire une multiplication par γ_5 des opérateurs de l'interaction.

B – Les transitions une fois interdites uniques sont définies par $\Delta J = 2$; $\Delta \pi = -1$. Tous les éléments de matrice s'annulent, sauf $\langle J_f \| C_A\, 5\, T_{211} e^- \| J_i \rangle = C_A \int \frac{B_{ij}}{r}$. Le facteur de forme est calculé à l'aide du développement des fonctions f'_{χ_e} et g'_{χ_e} limité au second ordre par rapport à la variable $\xi = \frac{Z}{R\,R}$.

Ainsi :

$$C(W) = \frac{1}{6(1+\gamma_1)} \left[q^2 + \frac{9 L_1}{L_O} \right] \cdot \left| C_A \int \frac{B_{ij}}{r} \right|^2 .$$

$$= \frac{1}{12} (\lambda_1 p^2 + q^2) \cdot \left| C_A \int \frac{B_{ij}}{r} \right|^2$$

λ_1 est une fonction de p proposée et tabulée par KOTANI et ROSS pour diverses valeurs de la charge du noyau final [10].

C – Dans cette approximation, les fonctions :

$$L_{\chi_e \chi_{e'}} = f_{\chi_{e'}} \cdot f_{\chi_e} \cdot \exp\left[i (\Delta_{\chi_e} - \Delta_{\chi'_e}) \right] + g_{-\chi_e} \cdot g_{-\chi_e} \cdot \exp\left[i (\Delta_{-\chi_e} - \Delta - \chi'_e) \right]$$

$$M_{\chi_e \chi'_e} = f_{\chi_e} \cdot g_{-\chi'_e} \cdot \exp\left[i (\Delta_{\chi_e} - \Delta_{-\chi'_e}) \right] + g_{-\chi_e} \cdot f_{\chi'_e} \exp\left[i (\Delta_{-\chi_e} - \Delta_{\chi'_e}) \right]$$

peuvent être développées suivant les puissances de R :

$$\alpha_o + \alpha, W R + \alpha_{-1} \frac{R}{W} + \alpha_2 p^2 R^2 + \ldots$$

Il en résulte que la probabilité de transition dans l'hypothèse où l'on se limite à un développement en ξ^2 est :

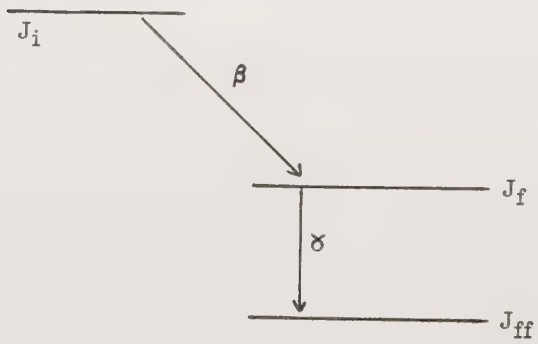
$$\mathcal{P}_\beta = F_1 (z, W) \left\{ a_0 + a_1 W + a_2 W^2 + \frac{a_{-1}}{W} + \frac{1}{12} C_A \left| \int \frac{B_{ij}}{r} \right|^2 \cdot (\lambda_1 p^2 + q^2) \right\} .$$

a_0, a_1, a_2, a_{-1} sont des combinaisons des éléments réduits de matrices nucléaires d'ordre 0 et 1.

Nous donnerons en Appendice II le développement de $\mathcal{P}_\beta$ et certains intermédiaires de calculs.

PROBABILITE DE TRANSITION $\beta - \gamma$

Considérons la cascade $\beta - \gamma$ entre les niveaux de spin J_i, J_f, J_{f_f}.



La matrice de transition β est toujours donnée par la formule (7). Par contre, l'état intermédiaire n'a plus une population uniforme suivant le nombre quantique magnétique m_f, lorsque la direction de l'électron est fixée. Il s'agit dès lors de calculer la matrice-densité :

$$\rho (m_f, m'_f) = \frac{1}{2 J_i + 1} \sum_{\substack{m_i, m_e, \\ m_\nu}} \left| \int d \Omega_\nu \; M_\beta (m_f) \cdot M^*_\beta (m'_f) \right| .$$

La probabilité de transition β définie précédemment apparaît comme l'intégrale sur Ω_e du carré de la trace de la matrice-densité.

La transition γ entre le niveau intermédiaire J_f et le niveau final J_{ff} est définie par la matrice-densité ρ_γ :

$$\rho_\gamma = \sum_{m_{ff}} < I_{ff} \; m_{ff} \left| H \right| I_f, \; m_f > . < I_{ff} \; m_{ff} \left| H \right| \; I_f \; m'_f >^* .$$

Nous supposons le rayonnement γ du type 2 λ - polaire et non polarisé. En adoptant comme axe de quantification la direction de l'émission du bêta, ρ_γ se met sous la forme :

$$\rho_\gamma = \sum_{\ell,\ \lambda'} (2\ell+1)^{1/2} \cdot (-)^{I_f + m_f} \cdot F_\ell (\lambda\ \lambda',\ I_{ff},\ I_f) \cdot \frac{1}{(2 I_f + 1)^{1/2}} \cdot \begin{pmatrix} I_f & I_f & \ell \\ -m_f & m_f, & \mu \end{pmatrix} \cdot \delta_\lambda^* \cdot \delta_{\lambda'} \mathcal{D}^{*\mu,\ o}_\ell (\theta) \ .$$

Les coefficients F_ℓ (λ, λ', I_{ff}, I_f) ont été tabulés par ALDER, STECH et WINTER [6].

La fonction de corrélation angulaire β - γ s'écrit donc :

$$W_{\beta-\gamma}(\theta) = \sum_{m_f\ m'_f} \rho\ (m_f\ m'_f) \cdot \rho_\gamma\ (m_f\ m'_f) \ .$$

KOTANI et ROSS ont exprimé la probabilité de transition :

$$N\ (W, \theta) \cdot dW \cdot d\Omega = F\ (Z, W)\ p\ W\ (W_o - W)^2\ dW\ d\Omega \cdot B_o \left[1 + \frac{B_2}{B_o}\ P_2\ (\cos.\ \theta) \right] \ .$$

Le facteur B_o de l'expression n'est autre que le facteur de forme C (W) calculé dans le paragraphe précédent. Quant au second :

$$B_2 = \sum_{K \leqslant K'} b^{(2)}_{KK'} \cdot G_{KK'} (2\ ;\ J_i\ J_f\ J_{ff}) \sqrt{(2K+1)\ (2K'+1)} \cdot C\ (K, K', 2\ ;\ 1, -1) \ .$$

$G_{KK'}$ est un facteur purement géométrique dépendant de l'amplitude de transition δ_λ de la transition γ. Il a été calculé par KOTANI [12] pour divers ensembles de valeurs de J_i, J_f, J_{ff}. $b^{(2)}_{KK'}$ traduit le produit d'éléments réduits de matrices nucléaires d'ordres différents, coefficients de termes dépendant de W contenus dans les éléments réduits de matrices leptoniques.

Dans une transition permise, le terme en P_2 (cos θ) disparaît. La corrélation angulaire directionnelle β - γ est isotrope.

Dans une transition une fois interdite, B_2 est une fonction de W ayant la forme :

$$B_2 = \frac{p^2}{W}\ (R_3 + e\ W)$$

R_5 et e étant en première approximation indépendants de W. Leur expression exacte est donnée dans l'appendice III.

APPENDICE I

Formules relatives à l'émission β^+ :

Elles découlent de celles écrites dans le cas de la désintégration β^-, mais :

$$\Psi_p \rightleftharpoons \Psi_n$$

$$\Psi_{e^-} \rightleftharpoons \Psi_{e^+}$$

$$\Psi_\nu \rightleftharpoons \Psi_\nu$$

$$Z \rightleftharpoons -Z$$

$$C_v \longrightarrow C_v$$

$$C_A \longrightarrow -C_A$$

$$\tau^- \rightleftharpoons \tau^+ \ .$$

Ces formules correspondent à la réaction :

$$p + \bar{\nu} \longrightarrow n + \beta^+ \ .$$

APPENDICE II

Facteur de forme de la transition une fois interdite.

Pour simplifier l'écriture, désignons les éléments réduits de matrices nucléaires par les symboles suivants :

$$K = 0 : w = C_A \cdot \int \vec{\sigma} \cdot \hat{r} \quad ; \quad v = C_A \int i \gamma_5$$

$$K = 1 : u = C_A \int i \vec{\sigma} \times \hat{r} \quad ; \quad y = C_V \int i \alpha \quad ; \quad x = - C_V \int \hat{r} .$$

$$K = 2 : z = C_A \int B_{ij} / R$$

Désignons par V et Y respectivement les combinaisons linéaires des tenseurs de rang 0 et 1

$$V = \xi w + v .$$

$$Y = y - \xi (u + x).$$

1/ ξ étant le paramètre $\frac{2R}{\alpha Z}$, déjà rencontré lors de l'étude des fonctions f et g, calculé pour $r = R$.

$$\xi = \frac{Z}{2R} .$$

Dans ces notations, le facteur de forme se présente ainsi :

$$C(W) = a_o + a_1 W + a_2 W^2 + a_{-1}/W + z^2/12 \ (\lambda_1 p^2 + q^2).$$

$$a_o = \left[\varphi_o^2 + (w/3)^2 \right] + \frac{W_o^2}{18} (2x + u)^2 - \frac{1}{18} (2x^2 + 7u^2)$$

$$a_1 = - \frac{4}{3} u Y - \frac{1}{9} W_o (4x^2 + 5u^2) = - \frac{4}{3} u Y - a_2 W_o$$

$$a_2 = - \frac{1}{9} (4x^2 + 5u^2)$$

$$a_{-1} = \frac{2}{3}\left[(u+x)\,\xi_1 - w\,\xi_o \right] .$$

où :

$$\xi_o = V + w\,(W_{o/3}) .$$

$$\xi_1 = Y + (u-x)\,W_{o/3} .$$

$$\lambda_1 = \frac{(2+\gamma_2)\,F_1\,(Z,W)}{2\,(1+\gamma_1)\,F_o\,(Z,W)}$$ tabulé dans la référence [10].

La formule donnant C(W) dérive directement de l'expression de la probabilité de transition dans laquelle ont été faites les approximations sur les éléments réduits de matrices nucléaires.

$$F(Z,W).C(W) = \frac{4\pi^2}{2J_i+1} \sum_K \left[\frac{\sqrt{2}}{2K+1}\right] \cdot \sum_{\substack{L,L',\gamma_o,\gamma'_o \\ \chi_e,\chi'_e,\chi_\nu}} (-)^{j_\nu + j_e + \ell_{e'} - 1}$$

$$\cdot \left\{ [2\ell(\chi_e)+1] \cdot [2\ell(\chi'_e)+1] \cdot [2j(\chi_e)+1)] \cdot [2j'(\chi'_e)+1] \right\}^{1/2}$$

$$\cdot \left\{ \begin{matrix} K & K & O \\ j(\chi'_e) & j(\chi_e) & j(\chi_\nu) \end{matrix} \right\} \cdot \left\{ \begin{matrix} \ell(\chi_e) & \ell(\chi'_e) & O \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \\ j(\chi_e) & j(\chi'_e) & 0 \end{matrix} \right\} \cdot \exp\left[+i\,(\Delta_{\chi_e} - \Delta_{\chi'_e}) \right] .$$

$$\cdot \left[\langle j(\chi_e) \,\|\, (1+\gamma_5)\, T_{KL\gamma_o} \,\|\, j(\chi_\nu) \rangle \right]_{r=R} \cdot \left[\langle j(\chi'_e) \,\|\, (1+\gamma_5)_{KL'\gamma'_o} \,\|\, j(\chi_\nu) \rangle \right]_{r=R} .$$

$$\cdot \int \tau^2\, d\tau \langle J_f \,\|\, (c_v - c_A\,\gamma_5) \cdot T_{KL\,\gamma_o}\, \tau^- \,\|\, J_i \rangle \cdot \int \tau^2\, d\tau \langle J_f \,\|\, (c_v - c_A\,\gamma_5)\, T_{KL'\,\gamma'_o}\, \tau \,\|\, J_e$$

APPENDICE III

Corrélation β - γ pour une transition une fois interdite

$$B_o = C\,(W)$$

$$B_2 = \frac{p^2}{W}\,(R_3 + eW) \qquad \mathcal{E} = \frac{B_2}{B_o} = \frac{p^2}{W}\,\frac{(R_3 + eW)}{C\,(W)}$$

$$R_3 = \lambda_2 \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2} \left[G_{02}(2)\; z\,\zeta_0 - G_{11}(2)\;(2x-u)\,\zeta_1 - \left(\frac{3}{2}\right)^{1/2} G_{12}(2)\; z\,\zeta_1 \right] .$$

$$e = \left(\frac{1}{6}\right)^{3/2} G_{11}(2)\;(2x + 7u)\;(2x - u) + G_{12}(2)\;(5u - 2x)\;g/6 - \lambda_1\, G_{22}(2)\left(\frac{1}{12}\right)\left(\frac{7}{2}\right)^{1/2} z^2 .$$

avec :

$$\lambda_2 = \lambda_1^{\,1/2} . A \left[\cos(\theta_2 - \theta_1) + y \sin(\theta_2 - \theta_1) / (\gamma_2 + 2\gamma_1) \right]$$

$$A = \frac{1}{4}\,(3 + \gamma_2 - \gamma_1) . (2 + 2\gamma_1)^{1/2} . (2 + \gamma_2)^{-1/2}$$

$$\theta_k = A_{rg}\,\Gamma(\gamma_k + iy) + \frac{1}{2} \;.\; (\gamma_k - k)$$

λ_2 est tabulé dans la référence [10] .

$$G_{KK'}(2) = (-1)^{J_f - J_i}\; W\,(J_f\; J_f\; K\,K'\;;\; 2\; J_i)\;(2\,J_f + 1)^{1/2}$$

$$. (-1)^{\lambda + \lambda'} . F_2\,(\lambda\,\lambda'\,J_{ff}\;\; J_f) . \delta^*_{\lambda} . \delta_{\lambda'}$$

$G_{KK'}(2)$ est tabulé dans la référence [12] .

BIBLIOGRAPHIE

[1] C.S. WU, E. AMBLER, R. HAYWARD, D. HOPPES, R. HUDSON
P.R. 105, 1413 (1957)

M. FRAUENFELDER, R. BOBONE, E. VON GOELER, M.R. LEWIS
P.R. 106, 386 (1957)

F. BOEHM, A.N. WAPSTRA
P.R. 106, 1364 (1957)

[2] J.S. ALLEN
P.R. 61, 692 (1942)

[3] M.A. WEIDENMULLER
P.R. 128, 841 (1962)

[4] FEYNMAN R.P. et GELL-MANN M.
P.R. 109, 193 (1958

[5] GOLDBERGER M.L. et TREIMAN, S.B.
P.R. 110, 1178 (1958)

GELL-MANN M. et LEVY M.

N.C. XVI, 707 (1960)

NAMBU Y.

P.R.L. 4, 380 (1960)

[6] K. ALDER, B. STECH, A. WINTER
P.R. 107, 728 (1957)

[7] C.P. BHALLA, M.E. ROSE
O.R.N.L. 3207 (1961)

[8] B.S. DZHELEPOV et L.N. ZYRIANOVA
Izvestia Akademî Nank, S.S.S.R. MOSCOW (1956)

[9] E. KONOPINSKI et G. UHLENBECK
P.R. 60, 308 (1941)

[10] T. KOTANI et M.M. ROSS
P.R. 113, 622 (1959)

[11] T. KOTANI et M.M. ROSS
Progress of Theoretical Physics 20, 643 (1958)

[12] T. KOTANI
P.R. 114, 795 (1959)

CHAPITRE I

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DESINTEGRATION BETA

Ainsi que nous l'avons vu au chapitre précédent, une transition β est définie par un certain nombre de paramètres, appelés éléments de matrices nucléaires. Ceux-ci mesurent le recouvrement, induit par l'interaction, des fonctions d'onde des nucléons. Dans l'approximation non relativiste, les transitions une fois interdites – $\Delta J = 0$, 1 ou 2 et $\Delta \pi = -1$ – sont définies, de la manière la plus générale, par les éléments de six matrices. Pour les transitions permises – $\Delta J = 0$ ou 1 et $\Delta \pi = +1$ – ce nombre est réduit à 2, mais bien souvent les termes associés aux transitions du type deux fois interdites – $\Delta J = 0$, 1, 2 ou 3 et $\Delta \pi = +1$ – ne sont pas négligeables ; le nombre de paramètres s'élève alors de nouveau.

La détermination expérimentale de ces paramètres nécessite un certain nombre d'expériences, parmi lesquelles on peut citer :

1. mesure de la période et de l'énergie maximale de la transition β ;
2. détermination de la fonction de forme du spectre β de la transition ;
3. détermination de la fonction de corrélation directionnelle β - γ en fonction de l'énergie ;
4. mesure de la polarisation longitudinale du rayonnement β ;
5. détermination de la fonction de corrélation β - γ circulairement polarisé ;
6. détermination de la fonction de corrélation du rayonnement β polarisé longitudinalement ou transversalement avec le rayonnement émis en cascade ;
7. distribution angulaire des électrons émis par un noyau orienté ;
8. distribution angulaire du rayonnement γ le plus souvent et du type E 2 suivant le rayonnement β émis par un noyau orienté.

Nous avons, quant à nous, réalisé les trois premiers groupes d'expériences afin d'étudier la structure nucléaire de quelques transitions une fois interdites non uniques.

FORME DU SPECTRE BETA

L'enregistrement des spectres β et la détermination de la fonction de forme C(W) a été notre premier objectif. En l'absence de spectrométrie magnétique, nous avons

porté notre attention sur les spectromètres à géométrie 4 π. L'efficacité optimale et l'absence d'erreurs dues à la rétrodiffusion des électrons sur le détecteur font de ces appareils des instruments précieux en spectroscopie. Dans un premier stade, nous avons construit un spectromètre 4 π à scintillation. Les scintillateurs utilisés sont du type organique (plastiques + T.P.B.). Nous avons ainsi retrouvé les formes statistiques des transitions permises du ^{60}Co (fig. 1) et du Fer 59. Mais les spectres enregistrés à l'aide de scintillateurs plastiques sont d'autant plus déformés que l'énergie maximale de la transition est plus grande.

Il est donc nécessaire de corriger les spectres expérimentaux pour déterminer par ces procédés la fonction de forme C(W).

D'abord, le spectromètre a été étudié et étalonné à l'aide des raies de conversion suivantes :

- raie de 499 KeV du ^{207}Pb en coïncidence avec le γ de 1064 KeV.
- raie de 991 KeV du ^{207}Pb en coïncidence avec le γ de 569 KeV.
- raie de 624 KeV du ^{137}Ba.

Nous avons relevé la réponse de l'ensemble spectromètre et électronique associés à ces raies de conversion. Celle-ci résulte des fluctuations statistiques dans les photomultiplicateurs et scintillateurs, des résolutions finies des divers étages de l'électronique, de la rétrodiffusion des électrons sur la source, enfin de l'absorption des électrons par celle-ci.

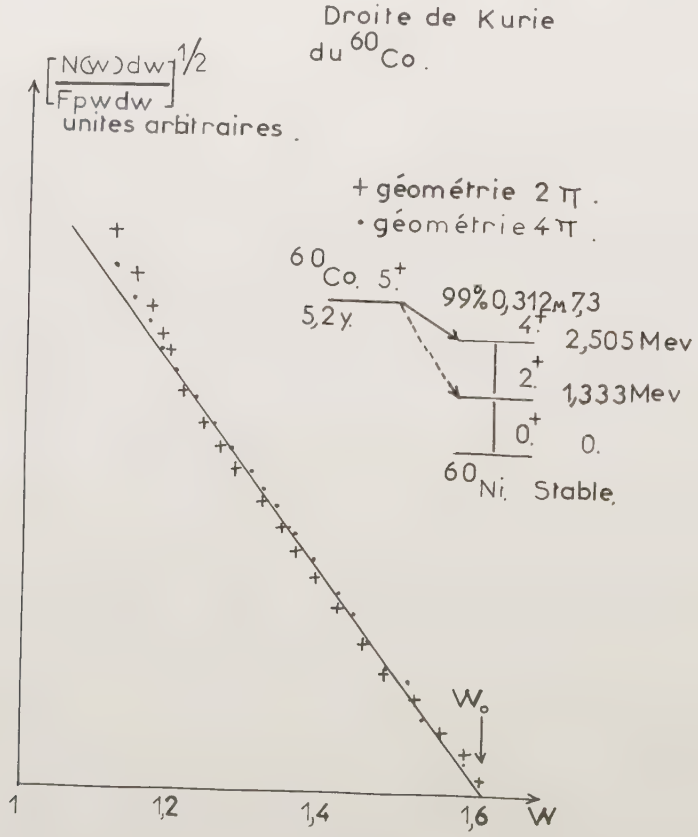


Figure 1

Nous avons rencontré certaines difficultés dans l'étude quantitative de ces phénomènes, en raison de la présence de fonds Compton importants dûs à la détection par le scintillateur des photons non convertis. Nous nous sommes bornés à vérifier les résultats publiés dans la bibliographie et particulièrement ceux de FREEDMAN et al. [1].

Le nombre d'électrons d'énergies totales comprises entre W et W + dW émis par seconde est donné par la formule suivante :

$$N(W)\,dW = \left(\frac{mc^2}{\hbar}\right) \cdot \left(\frac{G^2}{2\pi^3}\right) \cdot F(Z,W)\; p\; w\; q^2\; C(W)\,dW$$

dans laquelle :

F est la fonction de Fermi tabulée par BHALLA et ROSE [2] d'une part, DZELEPOV et ZYRYANOVA [3] d'autre part, en tenant compte des corrections d'écran et de dimension finie du noyau ;

p la quantité de mouvement de l'électron : $p^2 = W^2 - 1$;

q la quantité de mouvement du neutrino : $q = W_o - W$, W_o étant l'énergie maximale du spectre ;

G la constante de couplage de l'interaction faible du type vectoriel.

Si l'on désigne par R(W, W') la réponse de l'ensemble spectromètre et électronique associée à une fonction $\delta(W - W')$, la densité de probabilité mesurée expérimentalement sera :

$$N_{exp}(W) \sim \int_1^{W_o} N(W')\; R(W, W')\,dW'$$

Posons :

$$N_{exp}(W)\,dW \sim F(Z,W)\;\; (W^2 - 1)^{1/2}\; W(W'_o - W)^2\; C_{exp}(W)\,dW,$$

W'_o étant l'énergie maximale du spectre relevé expérimentalement.

FREEDMAN et al. ont déterminé la fonction R(E, E') pour des électrons d'énergie E comprise entre 0,2 et 1,0 MeV.

$$R(E, E') = \frac{k - \exp\left[-(E-E')^2\right]}{k\,E + \alpha\sqrt{\pi}}$$

où :

$k = 0$ pour $E' > E$

$k =$ cste pour $E' \leqslant E$

$\alpha = (a + b\sqrt{E})\,E$.

Les paramètres a, b et k sont choisis de telle sorte que :

$$\int_o^{+\infty} R(E, E')\,dE' = 1 \qquad \forall (E) \qquad 0 < E < \infty$$

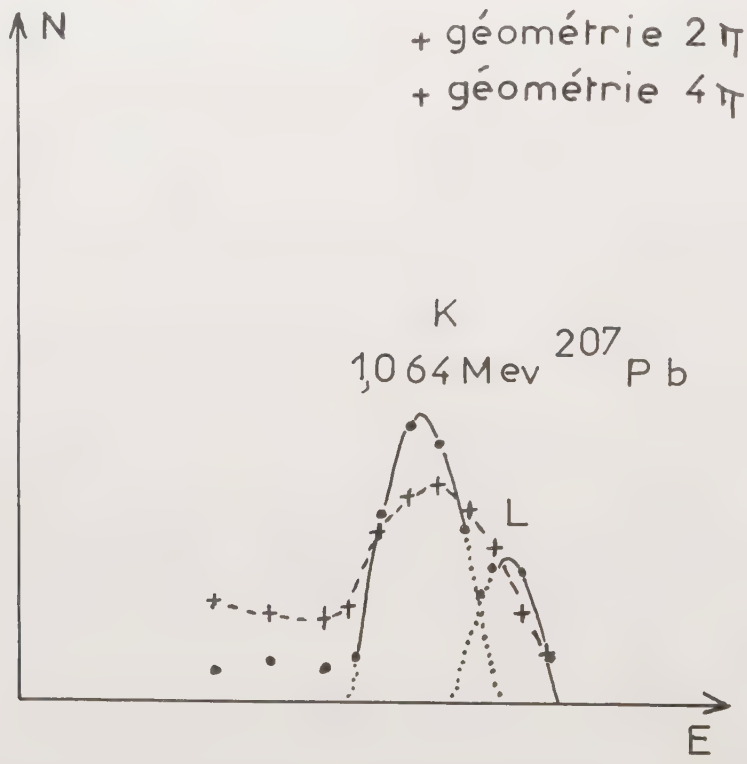
Nous avons appliqué cette méthode pour calculer $c_{th}(W)$ à partir de la fonction de forme expérimentale dans le cas de ^{198}Au.

Cette méthode est longue, mais les résultats obtenus dépendent faiblement du choix des paramètres a et b . Dans notre étude, les valeurs de a et de b étaient respectivement les suivantes :

$$a\sqrt{\pi} = 0,073 \text{ MeV}^{1/2} \quad \text{et} \quad b\sqrt{\pi} = 0,149 \text{ MeV}^{1/2} .$$

Le spectromètre ayant une géométrie 4π , le coefficient k a été pris égal à zéro, comme le montre la forme de la raie de conversion de 991 KeV du ^{207}Pb (fig. 2).

Dans une étape ultérieure, nous avons complété cette étude à l'aide d'un spectromètre 4π à semiconducteurs . L'excellente résolution de ces détecteurs lors d'un fonctionnement à très basse température élimine les imprécisions dues aux corrections nécessaires dans le cas des détecteurs à scintillation.



(les unités sont arbitraires)

Figure 2

PERIODE DE LA TRANSITION

Les expériences de spectrométrie β permettent de déterminer à une constante de proportionnalité près le nombre d'électrons d'énergies comprises entre W et W + dW. Pour connaître la densité de probabilité d'émission d'un électron d'énergie W à dW près, il

importe de renormaliser le spectre. Ceci nécessite la connaissance de la période t de désintégration du noyau initial, de l'énergie maximale W_o de la transition, enfin du rapport d'embranchement a de la transition considérée lorsque le schéma de désintégration est complexe.

En effet, on peut alors écrire :

$$\lambda = \frac{\alpha \text{ Log } 2}{t} \cdot \left(\frac{mc^2}{\hbar}\right) \cdot \left(\frac{G^2}{2\pi^3}\right) \int_1^{W_o} F(Z, W)\ p\ W\ q^2\ C(W)\ dW$$

C(W) est théoriquement connu et se présente sous la forme :

$$C(W) = a + bW + \frac{c}{W} + dW^2$$

KOTANI et ROSS [4], puis MORITA [5] ont donné des formes développées des coefficients a, b, c, d en fonction des divers éléments de matrices nucléaires. (Appendice II du chapitre 1).

Dans le cas des transitions permises, l'absence de termes d'interférence entre les deux formes d'interaction V et A rend le terme $\frac{C}{W}$, appelé terme de Fiertz, nul. Dans ce même cas, la théorie du courant vectoriel conservé prédit par ailleurs un coefficient d nul et un coefficient $b > 0$ pour les désintégrations β^-, et positif pour les désintégrations β^+. Ce coefficient est toutefois toujours faible ; la fonction de forme est, en première approximation, indépendante de l'énergie. Le spectre présente alors "la forme statistique".

Les transitions une fois interdites uniques ne sont définies que par un seul élément de matrice – le tenseur d'ordre 2 – . La fonction C(W) prend alors une forme simple et unique :

$$C(W) \sim \frac{1}{12} (\lambda_1\ p^2 + q^2) .$$

λ_1 est une fonction tabulée dépendant des effets coulombiens du noyau. Le coefficient de proportionnalité n'est autre que le carré du module de l'élément de matrice. La seule connaissance des paramètres t, W_o et a suffi à définir complètement la transition β une fois interdite unique.

CORRELATIONS ANGULAIRES

Lorsqu'un noyau radioactif n'est pas orienté, la distribution angulaire de ses produits de désexcitation est isotrope. Si cette émission conduit à un nouvel état excité, le second rayonnement présente de même une distribution spatiale isotrope. Néanmoins, la probabilité d'émission de ce rayonnement n'obéit généralement pas à une répartition uniforme, si le premier rayonnement est émis dans un angle donné. Ce phénomène met en évidence une corrélation angulaire entre les deux rayonnements.

La première approche théorique est due à HAMILTON [6] en 1940. Les premières expériences furent réalisées en 1948 par BRADY et DEUTSCH [7].

Les corrélations angulaires $\beta - \gamma$ ont joué un rôle primordial dans la connaissance de l'interaction faible en permettant la mise en évidence de la non-conservation de la

parité.

Le développement simultané de la théorie des groupes, de l'algèbre de RACAH et du formalisme de la matrice-densité ont permis une description rigoureuse des phénomènes. Il a été ainsi possible de déterminer les spins et parités des états nucléaires et des divers rayonnements. L'étude des perturbations introduites dans la corrélation angulaire par les champs extra-nucléaires a permis parfois la détermination expérimentale du moment électrique quadrupolaire et du facteur gyromagnétique. Rappelons enfin que la fonction de corrélation directionnelle est utile dans la détermination des éléments de matrice caractéristiques de la transition β .

Désignons par θ l'angle formé par les directions d'émission de l'électron et du photon ; la fonction de corrélation β - γ se met sous la forme :

$$V(W, \theta) \sim 1 + A_2 (W) \cos^2 \theta \sim 1 + \mathcal{E} (W) P_2 (\cos \theta).$$

P étant le polynôme de Legendre.

$$A_2 (W) = \frac{V(W, 0°) - V(W, 90°)}{V(W, 90°)} = \frac{2 \mathcal{E}(W)}{3 + \mathcal{E}(W)}$$

Dans certaines transitions une fois interdites non uniques fortement défavorisées il peut apparaître des termes supplémentaires en P_4 (cos θ) caractéristiques des transitions trois fois interdites. C'est le cas des transitions exclues par certains modèles, comme le modèle en couches – interdiction ℓ –, ou le modèle rotationnel – interdiction K.

La théorie de l'interaction faible et celle des corrélations angulaires permet de calculer l'anisotropie différentielle $\mathcal{E}$ (W).

Dans les transitions une fois interdites non uniques, les fonctions C(W) et $\mathcal{E}$(W) sont liées par la relation :

$$\mathcal{E} \cdot (\lambda_2 \frac{p^2}{W})^{-1} \cdot C(W) = R_3 + e W$$

Les coefficients R_3 et E sont des fonctions des éléments de matrice nucléaires, dont la forme explicite est donnée par ailleurs.

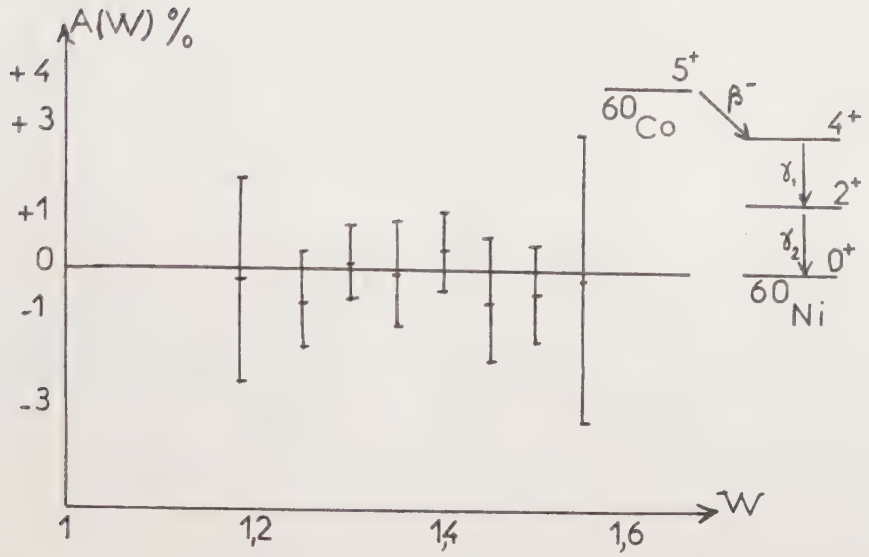
La fonction de corrélation des transitions permises est directement liée au "magnétisme faible" introduit par FEYNMAN et GELL-MANN [8] pour expliquer l'égalité des constantes de couplage des désintégrations β et μ . Cette fonction est proportionnelle au rapport p^2/W et son ordre de grandeur est voisin de 0,001 pour un électron de l'énergie du MeV.

Afin de tester notre appareillage, nous avons déterminé l'anisotropie de la corrélation angulaire β - γ du ^{60}Co (fig. 3). Celle-ci est en accord, à la précision des erreurs statistiques près, avec la valeur prédite par la théorie.

La corrélation angulaire entre deux rayonnements en cascade traduit l'inégalité de population des divers niveaux dégénérés de l'état intermédiaire. Un champ extra-nucléaire peut, en principe, modifier cette répartition de population et il en résulte évidemment une atténuation de l'anisotropie.

Lorsque le noyau est dans son niveau intermédiaire, il peut être perturbé par l'interaction de son moment magnétique dipolaire avec un champ magnétique extérieur, ou de son moment électrique quadrupolaire avec un champ électrostatique non uniforme. Ces champs sont, soit statiques, soit variables dans le temps. Ils peuvent être dûs, par exemple, au

Anisotropie β-γ_2 du ^{60}Co.



Anisotropie Intégrale $A = -0,003 \pm 0,008$.
Valeur C.V.C : $-0,007 \leqslant A \leqslant -0,0001$

Figure 3

réarrangement du cortège électronique du noyau, consécutif à l'émission du premier rayonnement. Ces interactions entraînent parfois une précession du noyau autour de son axe de symétrie avec une fréquence analogue à celle de Larmor en physique classique. Ces fréquences dépendant du champ perturbateur varient avec la nature chimique et cristalline de la source et des substances qui l'entourent. On a ainsi remarqué que, lorsque la source et les subs tances environnantes cristallisent dans le système cubique, la corrélation angulaire ne présente aucune atténuation. Des calculs rigoureux ont été menés par ABRAGAM et POUND [9] dans cette voie.

Dès que la durée de vie du niveau intermédiaire est suffisamment longue ($> 10^{-10}$ seconde), de telles modifications risquent de se produire. L'anisotropie est alors une fonction de l'intervalle de temps séparant les émissions des deux rayonnements. On détermine dans ce cas l'anisotropie non perturbée en traçant la variation de cette grandeur avec le temps et en extrapolant la courbe vers le retard nul.

Dans la description des expériences relatives à l'Or 198, au Rubidium 86 et au Thulium 170, nous examinerons les diverses causes possibles d'une atténuation éventuelle de l'anisotropie.

Dispositif expérimental :

La boite à source présente la forme d'un cylindre de 160 mm de hauteur, de 150 mm de diamètre et de 1 mm d'épaisseur. Elle est étanche au vide. Sur sa paroi latérale est fixé un photomultiplicateur qui détecte les électrons. La source est solidaire du plateau supérieur qui peut tourner autour de l'axe de révolution sur un système de roulement à billes et sur un joint torique d'étanchéité.

Un minimum de matière entoure la source d'un diamètre maximum de 5 mm déposée sur une feuille de mylar aluminisé. Les activités employées varient entre 1,5 et 30 µc, l'absorption des β par la source étant toujours négligeable. Dans chaque cas, les effets de rétrodiffusion dus au support ont été considérés.

Des mesures préliminaires ont été réalisées pour déterminer l'absorption des rayonnements γ par la paroi de la chambre. L'isotropie gamma a été vérifiée avec une précision meilleure que le millième pour $-125° < \theta < +125°$ (le photomultiplicateur bêta étant à 180°).

Un obturateur permet d'arrêter les électrons émis dans la direction du photomultiplicateur, et d'enregistrer le spectre d'électrons Compton afin de le déduire comme un bruit de fond.

La boîte permet enfin le montage et l'utilisation de deux détecteurs à semi-conducteurs, l'un fixe, l'autre mobile monté sur le plateau. Ils sont fixés sur des supports permettant un éloignement variable de la source et un centrage rigoureux.

Le photomultiplicateur fixe - 56 A V P - est muni d'un scintillateur "plastique + T.P.B." de 2 pouces de diamètre et d'un centimètre d'épaisseur. Il est situé à vingt centimètres de la source. L'atténuation de l'anisotropie due à la résolution angulaire finie des détecteurs est faible et d'ailleurs calculable.

En plus du spectre β, le détecteur enregistre les raies de conversion des transitions γ fortement converties des noyaux de masse élevée. Le scintillateur est constitué de corps de faible numéro atomique. La probabilité de détection par effet photoélectrique est donc faible, tandis que celle par effet Compton n'est jamais négligeable.

Lors du fonctionnement en géométrie 4π, la détection est réalisée par un ensemble de deux photomultiplicateurs et de deux scintillateurs accolés sur une face. La source est alors placée entre des feuilles de mylar aluminisé de faible épaisseur, reliées à la masse. Un circuit "somme" mesure l'énergie totale perdue dans les deux scintillateurs par le rayonnement β, cependant qu'un circuit de coïncidences annexe choisit les impulsions relatives à la même désintégration (fig. 4).

Le photomultiplicateur γ est mobile sur un plateau. Il peut décrire un cercle dont le rayon source scintillateur est égal à 20 cm avec la précision du millimètre. Il est muni d'un scintillateur I N a ($T\ell$) 2 pouces x 2 pouces. Ce choix a été déterminé par la grande efficacité de ce scintillateur et sa bonne résolution, en dépit du grand temps de désexcitation qui limite le taux de comptage.

Le sélecteur de coïncidences est du type lent-rapide mis au point par Bell. Il commande l'ouverture d'une porte sur la voie directe des bêta, dont le spectre est analysé et enregistré dans le bloc-mémoire d'un sélecteur multicanaux.

La détection sur l'anode des photomultiplicateurs du premier photoélectron assure une fluctuation de temps de transit minimum des appareils et définit au mieux la posi-

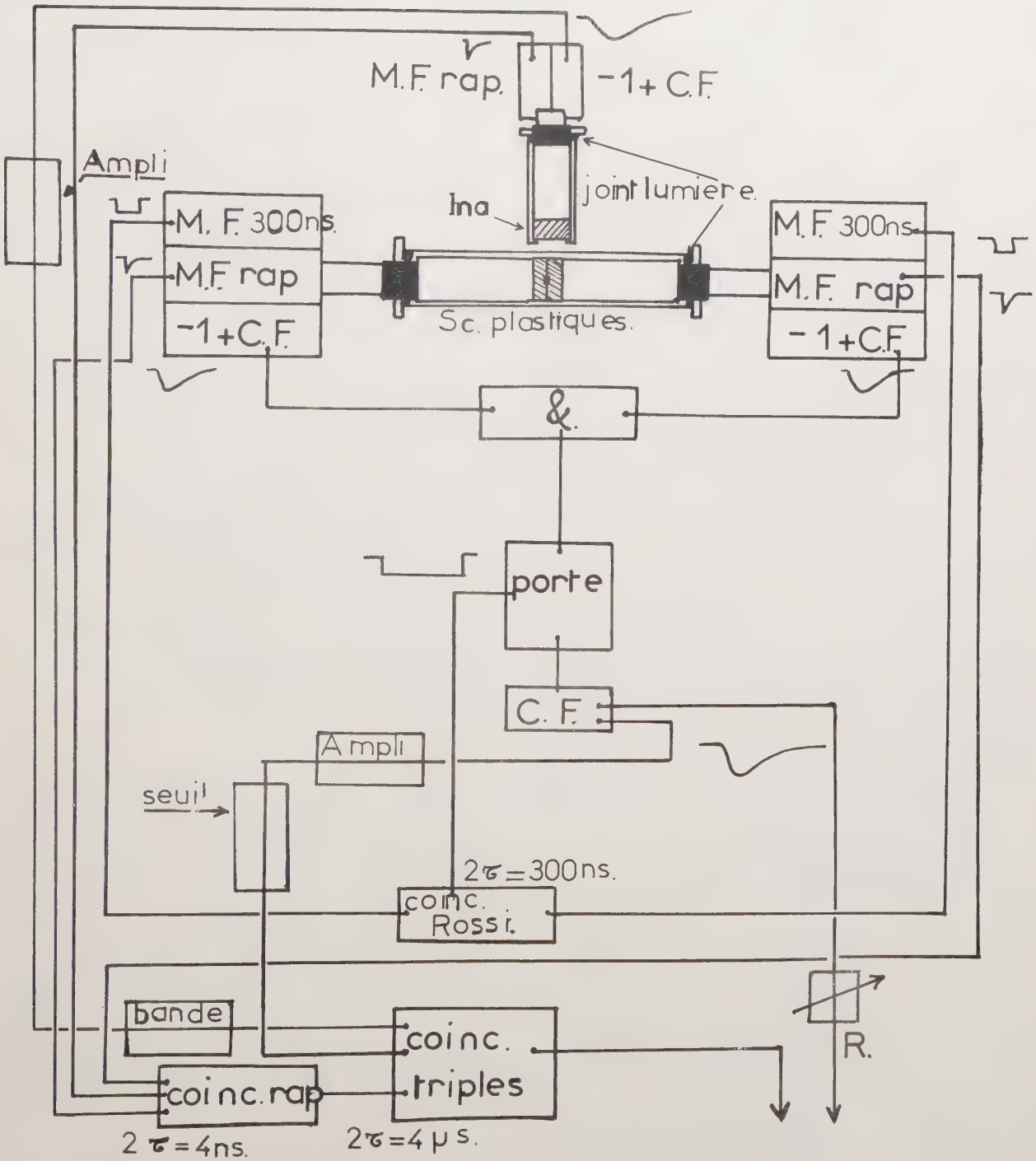

M.F. rap.
-1+C.F.
Ampli
Ina
joint lumiere.
M. F. 300ns.
M.F. rap
-1+C.F.
Sc. plastiques.
M.F. 300ns
M.F. rap
-1+C.F.
&
porte
C.F.
Ampli
seuil
2τ=300ns.
coinc. Rossi
bande
coinc.
triples
coinc. rap
R.
2τ=4ns.
2τ=4μs.

Figure 4

tion en temps de la particule. Ces impulsions anodiques déclenchent un circuit de coïncidences à diodes tunnel, dont le pouvoir de résolution a été fixé à $2\tau = 10$ ns environ.

Les voies lentes assurent une sélection en amplitude, en éliminant à l'aide des seuils inférieurs les impulsions de bruit de fond. Sur la voie gamma, un sélecteur à un canal mobile permet de retenir seul le pic d'absorption totale du rayonnement γ en coïncidence.

Afin d'éliminer les retards au déclenchement des appareils à seuil, les seuils des voies lentes ont été fixés légèrement au-dessous de deux des voies rapides.

On démontre qu'en bonne approximation, un tel circuit se comporte comme un circuit de coïncidences simples dont le temps de résolution serait celui du circuit de coïncidences rapides et dont les seuils β et γ seraient ceux de voies lentes correspondantes. Le temps mort d'un tel montage est égal à ceux introduits par les voies lentes.

Tout le dispositif a été éprouvé avec les coïncidences γ - γ du Cobalt 60 et du Sodium 22. De plus, lors de notre étude sur le Rubidium 86 dont l'anisotropie est particulièrement forte, nous avons vérifié que les spectres β ouverts par les coïncidences fortuites d'une part, et par les coïncidences vraies enregistrées à $\theta = 53°$ d'autre part, étaient identiques. En effet, cet angle annule le polynôme de Legendre du 2ème ordre P_2 (cos θ).

La durée des stockages varie entre deux heures et six heures, chaque cycle s'accompagnant des soustractions pendant le même temps des fortuits et éventuellement des coïncidences γ - γ .

Aucune dérive n'a été remarquée, tant dans les circuits de coïncidence et porte que dans la voie directe.

Au cours de chaque stockage, on enregistre, outre le spectre β déclenché par les triples coïncidences, le nombre total d'électrons, celui des photons compris dans la fenêtre, enfin celui des coïncidences. On obtient les coïncidences vraies en faisant les soustractions :

$$\frac{C_V(W)\ \Delta W}{(N_{\beta_1} - N_{\beta_3})\ .\ N_{\gamma 1}} = \frac{T}{a}\ \frac{C(W)\ \Delta W}{(N_{\beta_1} - N_{\beta_3})\ N_{\gamma_1}} - \frac{F(W)\ \Delta W}{(N_{\beta_2} - N_{\beta_3})\ N_{\gamma_2}} - \frac{C_{\gamma-\gamma}(W)\ \Delta W}{(N_{\beta_1} - N_{\beta_3})\ N_{\gamma_3}}$$

en désignant par :

a : le nombre de gamma vrais sur le nombre de gamma total dans le pic (cas de spectres gamma complexes) ;

T : durée du stockage en seconde ;

$C_V(W)\ \Delta\ W$: nombre de coïncidences vraies correspondant à l'énergie W à Δ W près ;

$C(W)\ \Delta\ W$: nombre de coïncidences directes pendant lesquelles on a compté N_{β_1} et N_{γ_1}.

$F(W)\ \Delta\ W$: nombre de coïncidences fortuites pendant lesquelles on a compté N_{β_2} et N_{γ_2}.

$C_{\gamma-\gamma}(W)\ \Delta\ W$: nombre de coïncidences totales γ - γ pendant lesquelles on a compté N_{β_3} et N_{γ_3}.

en présence de l'obturateur sur la voie β.

L'utilisation d'un sélecteur multiparamétrique nous a permis d'apprécier l'intérêt de l'utilisation des nouvelles techniques multiparamétriques et de faire bon nombre de réglages préliminaires.

BIBLIOGRAPHIE

[1] M.S. FREEDMAN, T.B. NOVEY, F.T. PORTER, F. WAGNER
R.S.I., 27, 716 (1956)

[2] C.P. BHALLA et ROSE M.E.
Table of Electronic Radial Functions at the Nuclear Surface and Tangents of Phase Shifts - O.R.N.L. 3207 (1961)

[3] B.S. DZELEPOV et L.N. ZYRIANOVA
Influence des champs électriques atomiques dans la Désintégration Bêta - Izvestia Akademic Nauk SSSR, Moscow (1956) (en russe)

[4] T. KOTANI et M.H. ROSS
Prog. of Theoretical Phys. 20 (1958)
P.R. 113, 1584 (1959)

[5] M. MORITA
P.R. 113, 1584 (1959)
Prog. of Theoretical Phys. Suppl. 26 (1963)

[6] J.H. HAMILTON
P.R. 58, 122 (1940)

[7] E.L. BRADY et M. DEUTSCH
P.R. 72, 870 (1947)

[8] R.P. FEYNMAN et M. GELL-MANN
P.R. 109, 193 (1958)
P.R. 111, 362 (1958)

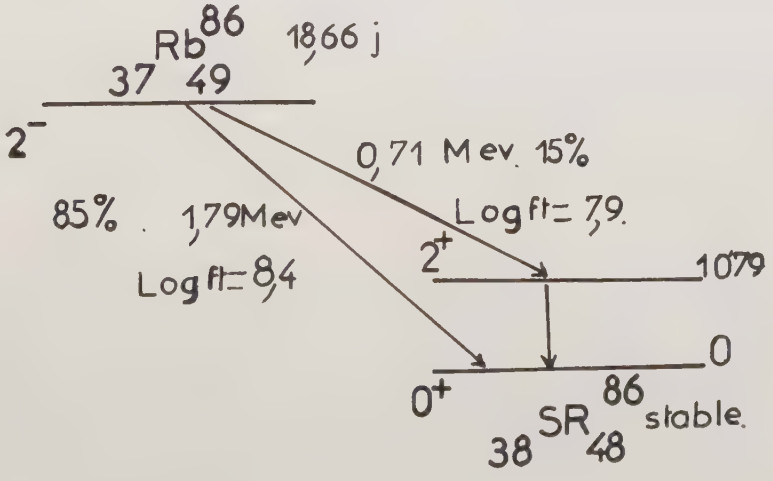
[9] A. ABRAGAM et POUND R.M.
P.R. 92, 943 (1953)

CHAPITRE III

ETUDE DE LA TRANSITION BETA ($2^- \longrightarrow 2^+$) DU RUBIDIUM 86 ET DE LA STRUCTURE DU PREMIER NIVEAU EXCITE DU STRONTIUM 86

INTRODUCTION

L'étude de la corrélation angulaire directionnelle $\beta - \gamma$ des transitions une fois interdites non uniques fait apparaître une anisotropie faible, de l'ordre du pour cent. Par contre, certains corps comme le Rubidium 86, l'Europium 152, l'Antimoine 122 présentent, au contraire, une corrélation beaucoup plus stricte entre le rayonnement bêta et le photon émis à sa suite. Dès 1955, MATUMOTO, MORITA et YAMADA [1] ont suggéré la présence prépondérante de l'élément de matrice d'ordre 2 – $\int B_{ij}$ – dans le cas de certaines désintégrations. La théorie prévoit dans "l'approximation B_{ij}", puis dans "l'approximation B_{ij} modifiée", une valeur anormalement grande de la vie moyenne comparative (ft), une forme non statistique du spectre β et une forte anisotropie $\beta - \gamma$. Nous avons repris l'étude expérimentale du Rubinium 86 dont le schéma de désintégration est ci-contre, afin d'évaluer, à son propos, la validité de ces approximations.



STRUCTURE DU ^{86}Rb

Le niveau fondamental du ^{86}Rb présente une structure assez bien décrite par le modèle en couches. En effet, son nombre de neutrons - 49 - s'approche du nombre magique 50. Il possède 9 neutrons sur sa couche externe $g\ ^9/_2$, toutes les couches internes étant saturées.

La seule configuration en protons est $(f\ 5/2)^5$ avec la couche $(p\ 3/2)^4$ saturée. En effet, la configuration $(p\ 3/2)^3 . (f\ 5/2)^6$ ne peut rendre compte du spin de l'état initial [2].

La structure du niveau fondamental du ^{86}Sr est alors : $(g\ 9/2)^8$ en neutrons et $(p\ 3/2)^4 . (f\ 5/2)^6$ en protons.

La transition β $(2^- \rightarrow 0^+)$ procède en faisant passer un nucléon d'une orbite (g 9/2) à une orbite (f 5/2). Le seul élément de matrice est l'élément de matrice $\int B_{ij}$, la transition étant une fois interdite unique.

Si l'on écarte momentanément l'hypothèse de l'excitation du noyau par un mouvement collectif, le niveau excité correspond au passage d'un proton de l'orbite (f 5/2) à une orbite supérieure. Celle-ci doit être telle que le moment angulaire total de ce niveau est 2^+. La configuration $(p\ 3/2)^4 . (f\ 5/2)^5 . (g\ 9/2)^1$ est à exclure, car elle entraîne une parité négative. Il semble naturel de considérer la configuration :

$$(p\ 3/2)^4 . (f\ 5/2)^5 . p\ 1/2)^1 .$$

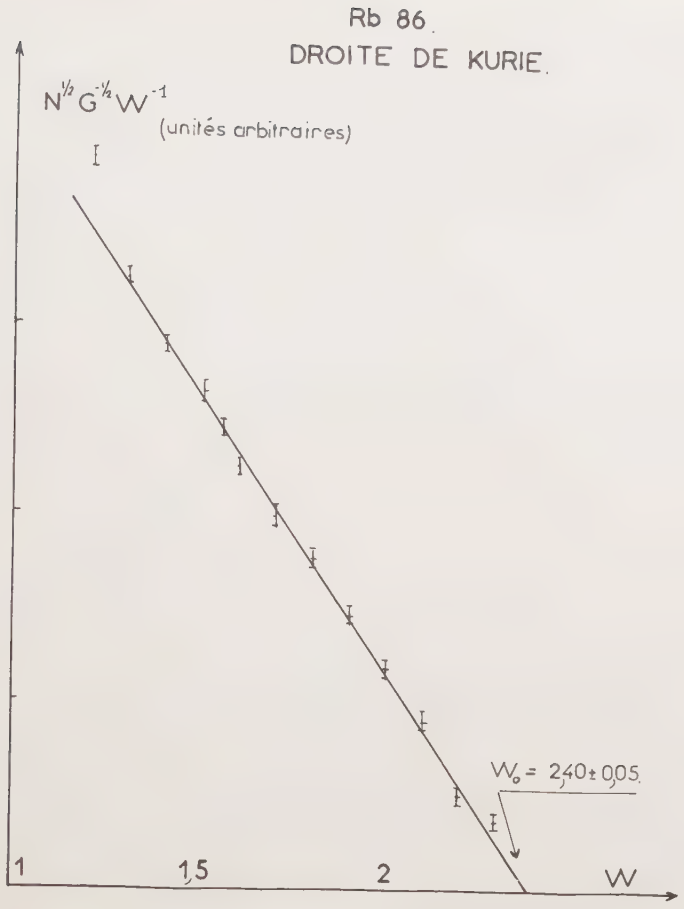
Dans cette hypothèse, la transition β $(2^- \rightarrow 2^+)$ procède en faisant passer un nucléon d'une orbite g 9/2 en neutrons à une orbite p 1/2 en protons, ce qui correspond à une transition 3 fois interdite unique

Ainsi, le modèle en couches, seul, ne permet pas de prévoir la structure du premier niveau excité du ^{86}Sr. Il faudra donc faire appel à des modèles plus évolués supposant des forces plus complexes entre les nucléons, telles que "les forces d'appariement", et un mouvement collectif du noyau décrit sous la forme d'une interaction quadrupolaire.

La mise en évidence expérimentale de la prédominance de l'élément $\int B_{ij}$ (forte corrélation angulaire et forte vie moyenne comparative) laisse prévoir que la transition $^{86}Rb \rightarrow {}^{86}Sr^*$ a lieu essentiellement suivant le schéma g 9/2 → f 5/2. Ceci doit nécessairement s'accompagner, pour le niveau 2+ du ^{86}Sr, d'une modification de la population des couches (p 3/2) et (f 5/2) au profit de couches supérieures à partir d'interactions complexes.

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons enregistré en "géométrie 4 π" la transition β $(2^- \rightarrow 2^+)$ en coïncidence avec le photon de 1,08 MeV. La source est un dépôt de chlorure obtenu par irradiation aux neutrons thermiques du chlorure naturel. Nous avons noté la présence de Césium 134 dont la période est de 2,2 ans. Nous avons vérifié notre appareillage en établissant le diagramme de Fermi-Kurie de la transition une fois interdite unique $(2^- \rightarrow 0^+)$. Après correction par le facteur de forme $(\lambda_1\ p^2 + q^2)$, on obtient une droite à la précision statistique près.



Le diagramme de Kurie de la transition $2^- \longrightarrow 2^+$ ne fait apparaître aucun écart par rapport à la forme statistique pour des énergies supérieures à 180 KeV. A la précision de notre appareillage, le facteur de forme paraît indépendant de l'énergie. Numériquement, on obtient, en posant une forme telle que :

$$C(W) = 1 + a_{-1}/W \; ; \qquad a_{-1} = + 0,08 \pm 0,10 .$$

Nos conclusions concordent avec celles de DEUTSCH, GRENACS, LEHMANN et LIPNIK [4]. ROBINSON et LANGER [5] ont, avec un appareillage analogue, trouvé un facteur de forme dont la dépendance en énergie est représentée au mieux par la fonction $1 + \frac{a_{-1}}{W}$, avec $+ 0,4 \leqslant a_{-1} \leqslant + 0,6$.

La forme statistique du spectre est incompatible avec l'approximation B_{ij} . Par contre, avec une prépondérance de l'élément B_{ij} , la forme statistique peut être obtenue par la présence d'autres éléments de matrice et la compensation partielle de leurs effets.

En prenant pour valeur de la période 18,68 ± 0,05 jours, il est possible de calculer la vie moyenne comparative :

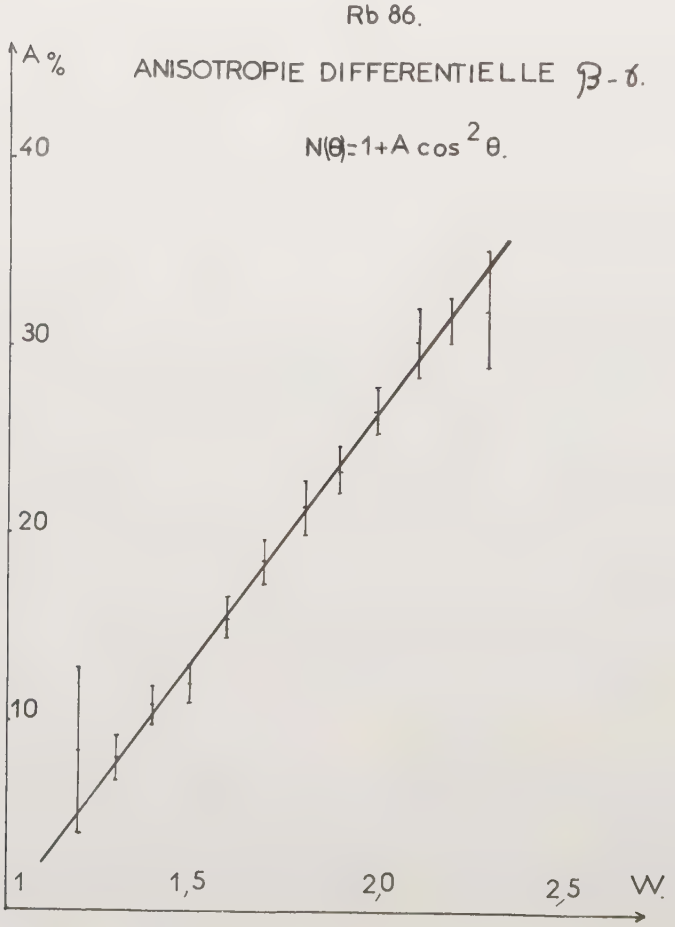
$$\log ft = 7,9$$

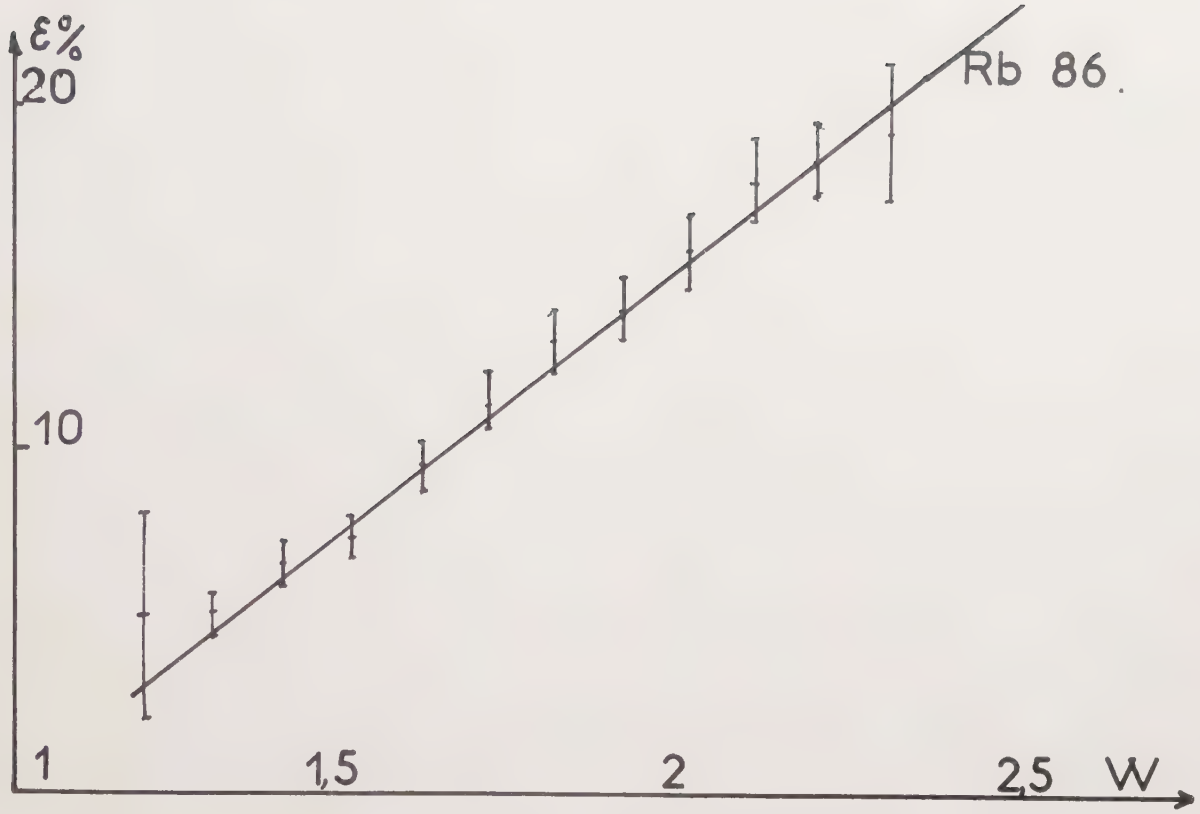
Cette valeur classe la transition β $(2^- \longrightarrow 2^+)$ parmi les transitions une fois interdites peu favorisées.

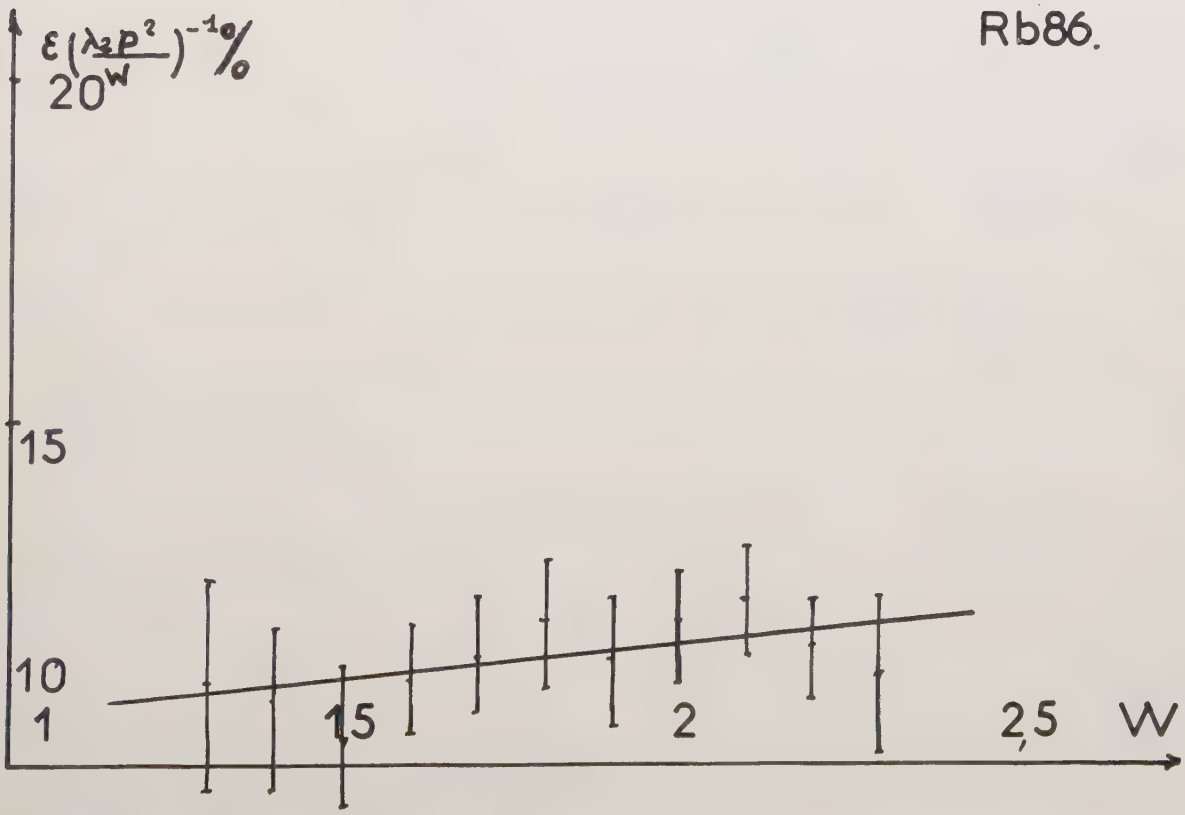
Nous avons enfin enregistré la fonction de corrélation angulaire directement $\beta - \gamma$. Nos résultats sont en bon accord avec ceux publiés précédemment [4] [6] . La valeur de l'anisotropie est forte, sa dépendance en énergie très sensible.

Nous avons, dans un premier stade, tenté de mettre en évidence la présence d'un terme en P_4 (cos θ). L'absence constatée de ce terme laisse supposer que la transition $g_{9/2} \rightarrow p_{1/2}$ est fortement défavorisée. Les tableaux et courbes ci-contre rapportent les résultats trouvés.

La vie du premier niveau excité du ^{86}Sr est inférieure à 10^{-10} seconde. D'autre part, le chlorure de Rubidium cristallise dans le système cubique. Dans ce réseau, aucune atténuation due à la présence de champs extranucléaires cristallins n'a été détectée et n'est à prévoir. La mesure expérimentale de la fonction de corrélation directionnelle donne la valeur exacte de cette fonction.

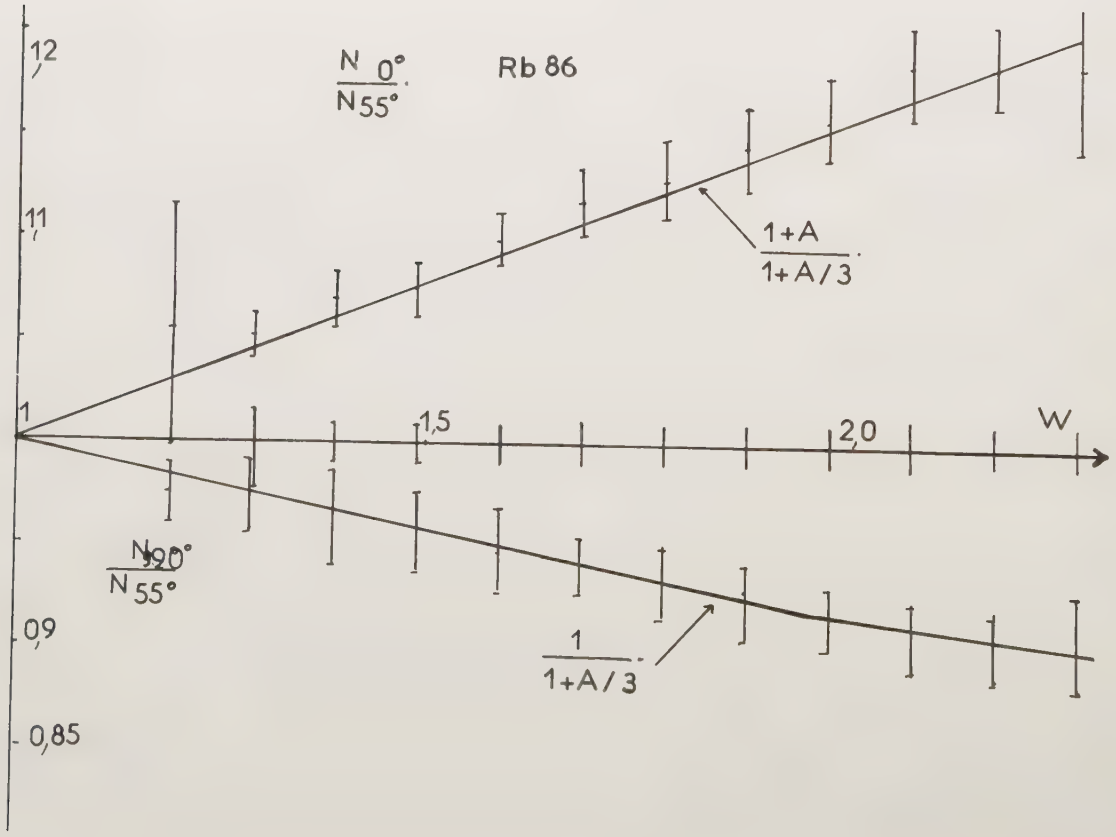



ε%
20
10
Rb 86.
1
1,5
2
2,5 W


ε(λ²P²/W)⁻¹%
20
15
10
1
Rb86.
1,5
2
2,5 W

^{86}Rb

W	E_{KeV}	+ A en p. cent	$+\varepsilon$ en p. cent	$+\varepsilon\left(\frac{\lambda_2}{W}\frac{p^2-1}{}\right)$
1,19	91	8,4 ± 4,4	5,5 ± 3	16,8 ± 9
1,29	148	8,2 ± 1,0	5,3 ± 0,7	11,25 ± 1,50
1,39	198	11,0 ± 1,0	6,8 ± 0,7	11,1 ± 1,1
1,49	250	12,0 ± 1,0	7,7 ± 0,7	10,40 ± 0,95
1,59	301	15,6 ± 1,0	9,9 ± 0,7	11,25 ± 0,80
1,69	353	18,6 ± 1,2	11,7 ± 0,8	11,7 ± 0,8
1,79	404	21,4 ± 1,4	13,3 ± 0,9	12 ± 0,9
1,89	453	23,5 ± 1,4	14,5 ± 1,0	11,6 ± 0,8
1,99	506	26,6 ± 1,4	16,3 ± 1,0	12,1 ± 0,75
2,09	557	30,2 ± 1,8	18,3 ± 1,2	12,4 ± 0,8
2,19	608	30,8 ± 1,4	18,6 ± 1,0	11,75 ± 0,63
2,29	659	30,2 ± 3,0	19,8 ± 2	11,2 ± 1,1



CALCUL DES ELEMENTS DE MATRICE

La transition $^{86}Rb_{2}^{-} \rightarrow {}^{86}Sr_{2}^{+}$ transforme principalement un neutron de la couche $g_{9/2}$ en un proton de la couche $f_{5/2}$. Ainsi, seul le tenseur d'ordre 2 intervient théoriquement dans l'interaction faible.

Nous avons été conduits à rechercher des solutions en négligeant les éléments réduits de matrice nucléaire d'ordre 0 :

$$w = C_A \int \vec{\sigma} \cdot \hat{r} \quad \text{et} \quad v = C_A \int i \gamma_5 \quad \text{négligés}$$

Nous avons, de plus, admis l'hypothèse de la conservation du courant vectoriel :

$$y = \Lambda_V \xi x .$$

$$\xi = 10,1 \quad ; \quad \Lambda_V = 2,4$$

Nous avons calculé u, x, y et z en procédant de la manière suivante :

1. Nous avons déterminé graphiquement les régions du plan x, u pour lesquelles z = 1 et

$$R_3 > 0$$

$$e > 0$$

$$A_3(W) = \left(\frac{p}{W}\right)^{3-1} \frac{\ell}{C(W)} > 0$$

$$C(W) > 0$$

2. Nous avons ensuite porté graphiquement les conditions :

$$R_3/C(W_o) \neq 0,1$$

$$\ell \neq 2,3\ R_3 \qquad \text{référence [9] .}$$

3. Dans les zones compatibles, nous avons vérifié que :

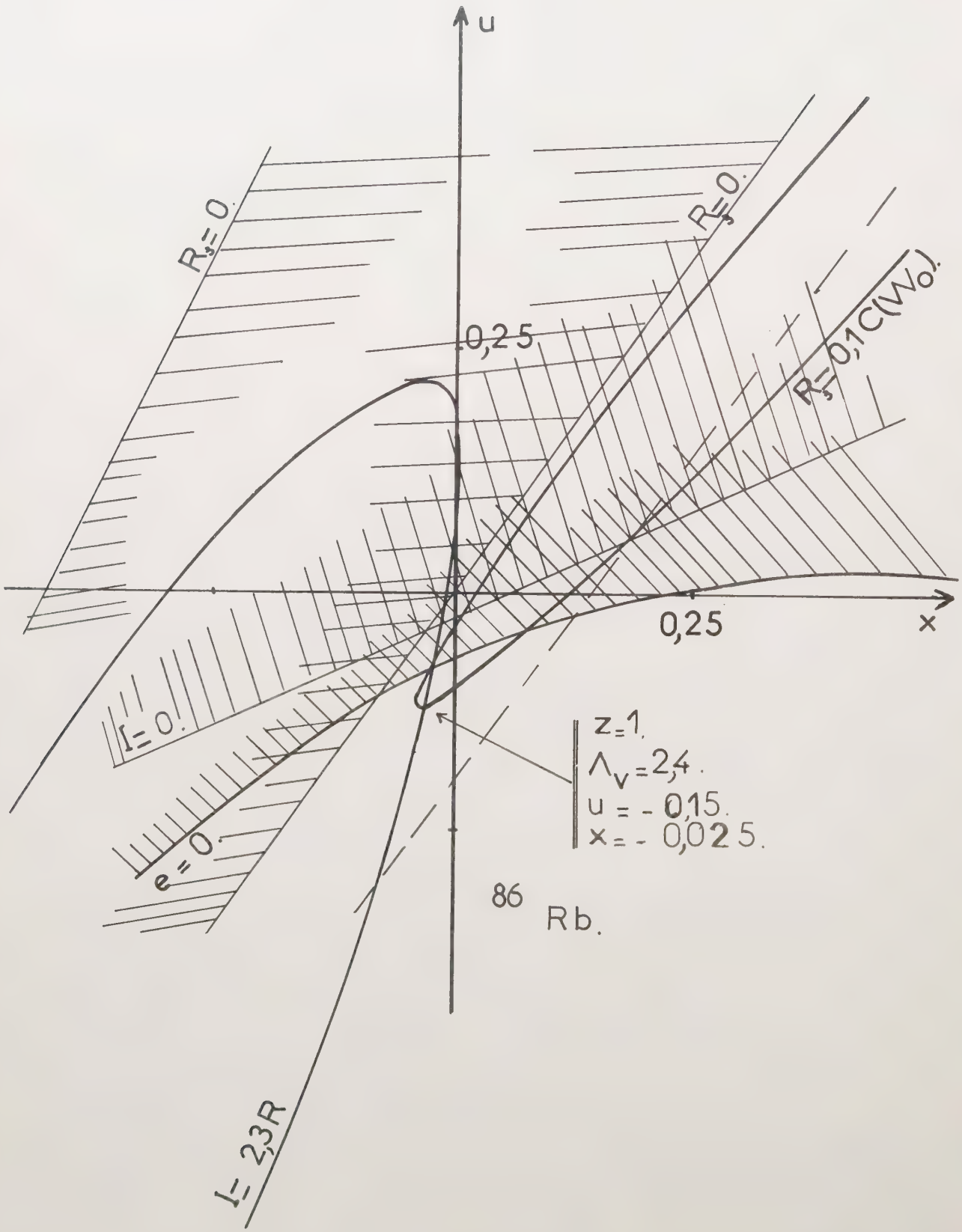
$$e/C(W_o) \neq 0,04$$

$$A_1(W) < 0$$

$$C(W) \text{ dépend peu de } W \ ; \ \left(\frac{d\,C(W)}{d\,W} \sim 0\right)$$

Les valeurs de x et de u ainsi déterminées sont en fait les valeurs relatives correspondant à z = 1. La valeur absolue de z peut être calculée à l'aide de la période de désintégration du noyau initial et du rapport d'embranchement α de la transition. En effet, on sait expérimentalement que la fonction est constante dans la région explorée :

$$C(W) \sim k$$


u
x
$R_s=0$.
$R_s=0$.
$R_s=0{,}1C(W_0)$.
0,25
0,25
$l=0$.
$e=0$.
$l=2{,}3R$
$z=1$.
$\Lambda_v=2{,}4$.
$u=-0{,}15$.
$x=-0{,}025$.
86 Rb.

D'où :

$$\frac{1}{t} = \frac{1}{\alpha \text{ Log } 2} \cdot \left(\frac{m c^2}{\hbar}\right) \cdot \left(\frac{G^2}{2\pi^3}\right) \cdot k \int_1^{W_o} F(Z, W) \cdot p \cdot W \cdot q^2 \cdot dW$$

$t = 18,68$ j. ; $\alpha = 0,15$.

On prend pour k la valeur de C(W) calculée pour une valeur de W qui correspond à une énergie voisine du milieu du spectre

$$W_1 = \frac{3 W_o}{4}$$

$$k = z^2 \left[a_o + a_1 W + a_2 W^2 + a_{-1}/W + \frac{1}{12} (\lambda_1 p^2 + q^2) \right].$$

$$z = C_A \int B_{i_j} = \pm 1,32.10^{-2}.$$

Or :

R exprimé en longueur d'onde Compton de l'électron = $1,38.10^{-2}$.

Donc :

$$\left| B_{i_j} \right| / R = \pm 0,8.$$

D'où les solutions :

1. $K = 0$ $\quad \frac{1}{R} \int \vec{\sigma} \cdot \hat{r} = \frac{W}{R.C_A} = 0$

$$\int i \gamma_5 = \frac{v}{C_A} = 0$$

2. $K = 1$ $\quad \int \frac{i (\vec{\sigma} \times \vec{r})}{R} = \frac{u}{C_A} = \mp (0,12 \pm 0,03)$

$$\int \frac{\vec{r}}{R} = - \frac{x}{C_V . R} = \pm (0,024 \pm 0,007)$$

$$\int i \vec{\alpha} = \frac{y}{C_V} = \pm (0,008 \pm 0,002)$$

3. $K = 2$ $\quad \int \frac{B_{i_j}}{R} = \pm (0,8 \pm 0,1)$.

Nous avons cherché d'autres solutions permettant de rendre compte des résultats expérimentaux. Nos divers essais sont résumés dans le tableau suivant :

Eléments de matrice considérés	Accord avec l'expérience
Z seul	$e < 0$; $A_3 < 0$; C(W) mauvais
V, Y et Z seuls	$e < 0$; " ; C(W) mauvais
Y et Z seuls	" ; " ; C(W) mauvais
x, u z (Y = 0)	R_3 trop grand ; C(W) mauvais
x, u, y	R_3 mauvais
v, w, z	$e < 0$; $A_3 < 0$.

Deux groupes d'expérimentateurs ont, indépendamment, déterminé les solutions des éléments de matrice nucléaires : SIMMS, MAMENSON, WEI et WU [6] d'une part, BOEHM, ROGERS et WAHLBORN [7] d'autre part. Ces solutions ont été obtenues à partir des résultats expérimentaux de corrélations angulaires β - γ directionnelle et β - γ circulairement polarisé, ainsi que du facteur de forme déterminé par LANGER [5].

Ceux-ci ont adopté une solution avec v et w $\neq$ 0 .

En résumé :

L'étude expérimentale de la cascade ($2^- \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$) du ^{86}Rb a permis de préciser la fonction de corrélation β - γ directionnelle. Elle a mis en évidence la forme statistique du spectre β et l'absence de terme en P_4 (cos θ) dans la fonction de corrélation.

Ces résultats peuvent être décrits à l'aide d'opérateurs tensoriels d'ordre 1 et du tenseur $\int \frac{B_{ij}}{R}$. La forme statistique du spectre est due à des effets de compensation des éléments d'ordre 1 et 2.

La détermination des éléments de matrices a été faite en employant la variable intermédiaire $\Lambda_V = 2,4$, valeur prédite par la théorie du courant vectoriel conservé.

CONCLUSIONS

Nous avons montré que les structures des niveaux fondamentaux du ^{86}Rb et du ^{86}Sr étaient, sans conteste, les suivantes :

^{86}Rb : $(1\,g\,9/2)^9$ en neutrons - $(2\,p\,3/2)^4$. $(1\,f\,5/2)^5$ en protons

^{86}Sr : $(1\,g\,9/2)^8$ en neutrons - $(2\,p\,3/2)^4$. $(1\,f\,5/2)^6$ en protons.

Dans l'hypothèse du modèle en couches et à particules indépendantes, la structure du premier niveau du ^{86}Sr ne peut être que la suivante :

$^{86}Sr^*$: $(1\,g\,9/2)^8$ en neutrons - $(2\,p\,3/2)^4$. $(1\,f\,5/2)^5$. $(2\,p\,1/2)^1$ en protons.

L'étude de la désintégration β^+ : $^{86}Y \longrightarrow {}^{86}Sr^*$ conduit aux mêmes conclusions. En effet, l'Yttrium 86 se schématise de la façon suivante :

^{86}Y : $(1\,g\,9/2)^7$ en neutrons - $(2\,p\,3/2)^4$. $(1\,f\,5/2)^6$. $(2\,p\,1/2)^1$ en protons.

YAMAZAKI, IKEZAMI et SAKAI ont montré que la transition $^{86}Y \longrightarrow {}^{86}Sr^{s}$ était une fois interdite unique, en retrouvant la forme unique du spectre β^+. Ce résultat est en accord avec les prédictions du modèle, de même que l'absence de la transition $^{86}Y \longrightarrow {}^{86}Sr_{fond.}$

Or, le modèle en couches et à particules indépendantes ne peut rendre compte des éléments de matrice d'ordre 1 (et 0) de la transition β^- ($^{86}Rb \rightarrow {}^{86}Sr$). Nous avons alors tenté de rendre compte qualitativement des résultats expérimentaux, en supposant que l'état 2^+ du noyau final est principalement une vibration à un phonon de l'état 0^+ du ^{86}Sr, qui correspond à une interaction de pairing à courte portée et une interaction quadrupolaire à longue portée par les nucléons des couches externes.

Les forces de pairing s'exercent sur des paires de nucléons de moment angulaire total nul qui se meuvent, par ailleurs, dans le potentiel moyen décrit par les modèles en couches et à particules indépendantes.

$$\Psi(2^+) = B^+ \Psi(0) \qquad [8]$$

Ainsi le premier niveau excité du ^{86}Sr est réalisé par un couplage trous-nucléons appariés entre les niveaux (f 5/2) ou (p 3/2) et (h 11/2). La transition β ($2^- \rightarrow 2^+$) opère entre un neutron (g 9/2) et un proton de la couche (h 11/2) ou de la couche (f 5/2). Ceci explique la valeur prépondérante de l'élément $\frac{1}{R}\left(\int B_{ij}\right)_{2^- \rightarrow 2^+} = 0,8$, valeur légèrement inférieure à celle de l'élément conduisant au niveau fondamental $\frac{1}{R}\left(\int B_{ij}\right)_{2^- \rightarrow 0^+} = 1$.

Malgré cette valeur légèrement plus faible, la vie comparative moyenne de la transition $2^- \rightarrow 2^+$ est plus petite d'un facteur 3 environ que celle de la transition à l'état fondamental. Cette diminution est compensée, et au-delà, par les termes d'ordre 1, qui sont aussi responsables de la forte anisotropie positive.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Z. MATUMOTO, M. MORITA, M. YAMADA
Bull. Kobayasi, Phys. Inst. Rest. 5, 210 (1955)

[2] L.W. NORDHEIM
Rev. Mod. Phys. 23, 322 (1951)

[3] M.E. ROSE, R.K. OSBORN
P.R. 93, 1326 (1954)

[4] M. DEUTSCH et al.
J.P.R. 20, 659 (1961)

[5] R.L. ROBINSON, L.M. LANGER
P.R. 112, 481 (1958)

[6] P.C. SIMMS, A. MAMENSON, C.S. WU
P.R. 138 B, 777 (1965)

[7] S. WAHLBORN
Nucl. Phys. 58, 209 (1964)

[8] L. KISSLINGER, C.S. WU
P.R. 136 B, 1254 (1964)

[9] J.D. ROGERS et BOEHM F.
Phys. Letters, 1, 113 (1962)

CHAPITRE IV

ETUDE DE LA TRANSITION BETA ($2^- \rightarrow 2^+$) de l'Or 198
STRUCTURE DU NIVEAU 2^+ (412 KeV) de Hg 198

INTRODUCTION

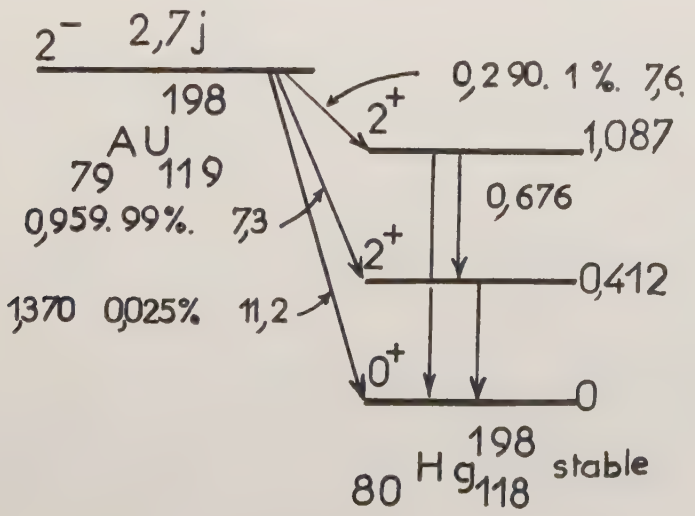
La forme du spectre et la corrélation angulaire directionnelle β - γ permettent de déterminer les éléments de matrices nucléaires responsables d'une transition β une fois interdite non unique. Nous avons tenté, au moyen de ce coupe d'expériences, de préciser la désexcitation β de l'Or 198 dont le schéma est donné ci-contre [1].

Le spectre β ($2^- \rightarrow 2^+$) a longtemps été considéré comme statistique. En 1958, WAPSTRA [2] mit le premier en évidence un écart par rapport à la forme permise. En 1962, LANGER [3] et son équipe trouvèrent un facteur de forme :

$$C(W) = 1 - 0,33\ W + 0,084\ W^2.$$

Celui-ci a été calculé à partir du spectre obtenu par soustraction de la contribution β de l'Or 199 et de celle conduisant au niveau fondamental du Mercure 198 (E_o = 1374 KeV). En 1964, LEHMAN [4] confirma les résultats de ces deux expériences. Peu après, PARSIGNAULT [5] enregistra, à l'aide d'un spectromètre magnétique, le spectre β en coïncidence avec le γ de 412 KeV. Il rend linéaire le diagramme de Fermi en adoptant le facteur de forme :

$$1 - (0,33 \pm 0,09)\ W + (0,068 \pm 0,022)\ W^2$$



Afin de rejeter toute objection basée sur la rétrodiffusion des électrons sur la source ou le détecteur, nous avons enregistré avec un spectromètre à scintillation $4\pi\beta$ et en coïncidende avec le γ de 412 KeV le spectre β [5]. La médiocre résolution en énergie nous a obligés à tenir compte de la réponse du spectromètre aux raies de conversion de diverses énergies. Les résultats sont en bon accord avec ceux précédemment publiés. De ce fait, la forme non statistique du spectre a donc été mise en évidence par trois groupes d'expériences indépendantes.

NOVEY dans une communication privée, puis STEFFEN [6], en 1960, ont trouvé une anisotropie directionnelle faible. EL NESR et ses collaborateurs [7] ont mis en évidence une fonction de corrélation angulaire différente de celle prédite par la théorie et de celle trouvée par PETTERSEN, CROFT et HAMILTON [8]. Nos résultats confirment ceux de ces derniers : il n'apparaît pas de remontée de la corrélation angulaire pour les valeurs de W inférieures à 1,4.

Après un rapide examen des divers aspects théoriques du problème et une description des expériences, nous développerons les méthodes de calcul et analyserons les résultats qui nous conduiront à la détermination des éléments de matrice et à la structure du niveau 2^+ (412 KeV) de Hg 198.

JUSTIFICATION DES APPROXIMATIONS

Les expressions du facteur de forme et de la fonction de corrélation angulaire directionnelle dépendant de l'évaluation des éléments de matrices leptoniques, donc des fonctions d'onde choisies pour l'électron et le neutrino. Les fonctions d'onde radiales de l'électron sont obtenues en résolvant l'équation de Dirac pour un électron soumis à un champ coulombien défini par une distribution spatiale des charges. Ces fonctions sont développées suivant les puissances décroissantes du rayon nucléaire ou du paramètre $\xi = \frac{\alpha Z}{2R}$ et limitées au premier et au deuxième terme non nul du développement. Dans le cas de ^{198}Au, ces approximations se justifient, puisque :

$$\xi = \frac{\alpha Z}{2R} >> W_o - 1 \qquad \text{et} \qquad (\alpha Z)^2 << 1$$

en effet : $\xi = 16$; $W_o = 2,88$; $Z = 80$.

Si l'on néglige – et nous le justifierons plus loin – les opérateurs responsables des transitions trois fois interdites, six éléments de matrice interviennent dans le calcul de la probabilité de désintégration d'une transition une fois interdite qui, dans la notation précédente, ont été désignés par les lettres : u, v, w, x, y et z. Diverses approximations permettent de négliger certains de ces éléments.

Dans l'approximation permise, on néglige tous les éléments sauf v et y. La fonction de corrélation angulaire se ramène à une constante, et le facteur de forme est indépendant de l'énergie.

Dans l'approximation ξ, seuls persistent V et Y :

$$V = \xi w + v$$

$$Y = y - \xi (u + x)$$

Les calculs de KOTANI et ceux de MORITA et MORITA [9], [10], montrent que la corrélation angulaire est nulle ou peu différente de zéro et que le facteur de forme est indépendant de l'énergie totale de l'électron émis.

Dans l'approximation B_{ij}, MATUMOTO, MORITA et YAMADA [11] ont introduit l'hypothèse :

$$|V| \sim |Y| (\sim \xi) > z \gg |u| \sim |x| \sim |w| .$$

Cette hypothèse entraîne une corrélation angulaire $\beta - \gamma$ forte et un facteur de forme du type :

$$\text{Cte} + \frac{1}{12} (\lambda_1 p^2 + q^2).$$

Le cas de ^{198}Au ne répond à aucune de ces approximations. Il faut donc conserver les six éléments de matrice en s'attendant à des effets de compensation.

A partir de considérations générales sur le modèle en couches, et en utilisant les relations générales de commutation entre opérateurs, AHRENS et FEENBERG [12] ont donné les expressions théoriques des rapports de certains éléments de matrices.

$$\Lambda_V = \frac{y}{\xi x} = \frac{\int \alpha}{\xi \int i \hat{r}} .$$

$$\Lambda_A = - \frac{v}{\xi w} = - \frac{\int i \gamma_5}{\xi \int \vec{\sigma} . \hat{r}} .$$

Avec $\Lambda_V \sim \Lambda_A = 2,4 + (W_1 - W_f - 2,5) \frac{A^{1/3}}{R}$ + pot. nucléaire, celui-ci est pris égal à - 1,4 pour tous les noyaux.

Dans l'hypothèse de la conservation du vecteur courant, le théorème de Siegert a été étendu à l'interaction vectorielle de la radioactivité bêta par FOUJITA [13] :

$$\int \alpha = \xi \Lambda_V \cdot \int ir$$

$$\Lambda_V = 2,4 + (W_i - W_f - 2,5) \xi^{-1}$$

Les relations d'AHRENS et FEENBERG donne, pour l'Or 198 :

$$\Lambda_A = \Lambda_V = 1,1$$

La relation de FOUJITA donne :

$$\Lambda_V = 2,4$$

Il est raisonnable de négliger les effets des transitions trois fois interdites. Celles-ci entraînent l'introduction des opérateurs tensoriels $T_{KL\gamma_0}$ avec K = 0, 1, 2, 3, 4. Ces éléments de matrice interfèrent avec les six éléments précédents dans le calcul de la

fonction de corrélation angulaire. Les termes d'interférence interviennent avec des coefficients d'ordre $\delta \xi$ avec

$$\delta = \frac{(\alpha z)^2}{2} \cdot (1 + \gamma_1)$$

tandis que les termes relatifs à l'interdiction d'ordre 1 interviennent avec des coefficients d'ordre ξ^2. Ici, $\delta \xi = 1,4$ et $\xi^2 = 256$.

Une contribution sensible des transitions d'un ordre d'interdiction n impair supérieur à un entraînerait un ft anormalement grand, une fonction de corrélation possédant un terme en P_4 (cos θ), enfin un facteur de forme en $(q^2 + \lambda_1 p^2)^n$. De telles contributions qui apparaissent clairement dans les transitions " ℓ " interdites n'ont jamais été observées à propos de ^{198}Au.

RELEVE DU SPECTRE BETA

Nous avons enregistré le spectre β de l'Or 198 à l'aide d'un spectromètre 4π à scintillation. Cet appareil a été éprouvé à l'aide des raies de conversion suivantes :

- 499 KeV du ^{207}Bi en coïncidence avec le γ de 1064 KeV du ^{207}Pb ;
- 991 KeV du ^{207}Bi en coïncidence avec le γ de 569 KeV du ^{207}Pb ;
- 624 KeV du ^{137m}Ba.

L'étude quantitative approfondie de l'appareil a été rendue difficile par la présence de fonds Compton importants résultant de la détection par le scintillateur β des photons émis pendant la désintégration.

La réponse à une raie de conversion de l'ensemble spectromètre et électronique associée diffère fortement d'une fonction δ. Elle résulte des fluctuations statistiques du photomultiplicateur et de son scintillateur, de la résolution finie des divers étages de l'électronique, de la rétrodiffusion des électrons sur la source, enfin de leur absorption par celle-ci. Ces effets déforment le spectre β, aussi est-il nécessaire d'en tenir compte. FREEDMAN [14] a déterminé la fonction de réponse R (W, W') pour les scintillateurs organiques. A partir de ses travaux, nous avons fait choix, pour R(W, W') de la forme analytique suivante :

$$R(W, W') = \exp\left(-\frac{(W - W')^2}{(1-W')^2\ (0,04+0,6\sqrt{W'-1})^2}\right) / (w' - 1)\ (0,036 + 0,55\sqrt{W' - 1})$$

De ce fait :

$$N_{exp}(W') = \int_1^{W_o} R(W, W')\ N(W)\ \ N(W)\ dW.$$

avec : $N(W) = F(Z, W) \cdot (W^2 - 1)^{1/2} \cdot W \cdot (W_o - W)^2 \cdot C(W) \cdot dW$.

A l'aide de la relation :

$$(W'_o - W')^2 \; C_{exp}(W') = \frac{N_{exp}(W')\, dW'}{F(Z, W') \,.\, (W'^2 - 1)^{1/2} \,.\, W' \,.\, dW}$$

on peut calculer le facteur de forme distordu par la résolution à partir du facteur de forme théorique.

Pour $C(W) = 1$ $\quad W_o = 960$ KeV

$C_{exp}(W) = 1 - (0,08 \pm 0,05)W + (0,025 \pm 0,020)\, W^2$. $W'_o = 962$ KeV

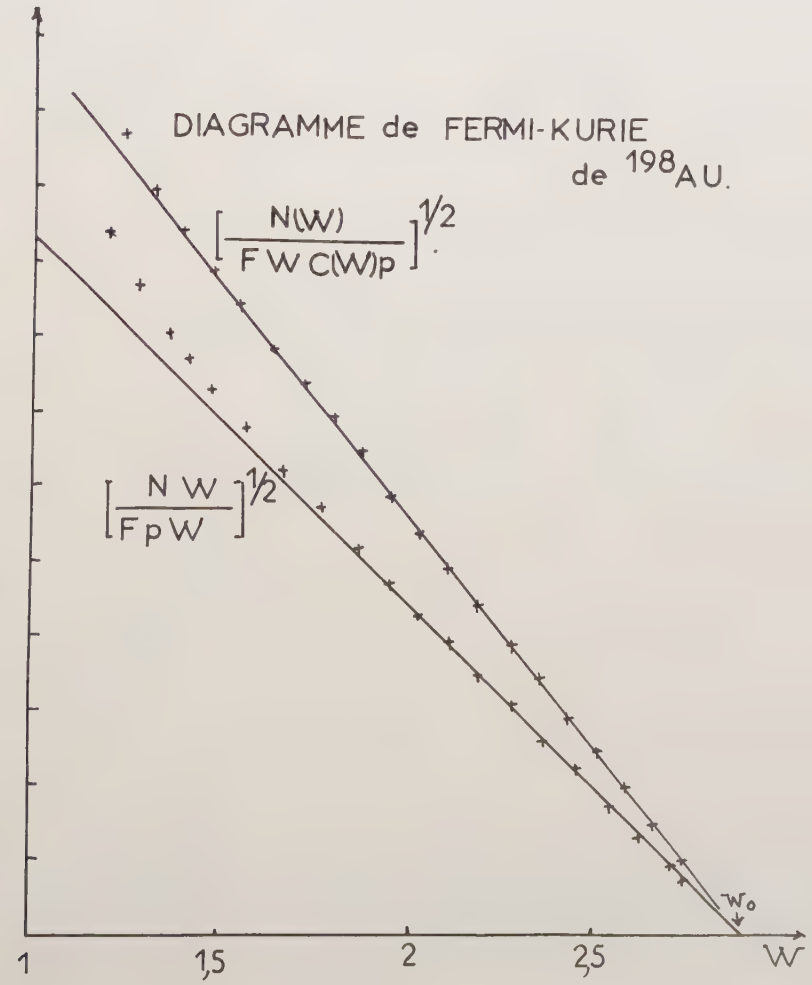
Pour $C(W) = 1 - (0,33 \pm 0,09)W + (0,068 \pm 0,022)\, W^2$. $W_o' = 960$

$C_{exp}(W) = 1 - (0,30 \pm 0,17)W + (0,110 \pm 0,065)\, W^2$. $W'_o = 962$ KeV

L'expérience nous a permis de déterminer directement $C_{exp}(W)$:

$C_{exp}(W) = 1 - (0,34 \pm 0,04)\, W + (0,1 \pm 0,02)\, W^2$. $\quad W'_o = 962$ KeV.

Nous retrouvons bien les résultats publiés par HAMILTON et LANGER.



CORRELATION ANGULAIRE DIRECTIONNELLE β - γ.

La corrélation angulaire directionnelle β - γ a été étudiée à l'aide d'un sélecteur de coïncidences du type lent-rapide, de pouvoir de résolution 2τ = 4 ns, ouvrant la porte d'un analyseur multicanaux qui enregistre le spectre β. Les photomultiplicateurs β et γ voient la source sous des angles solides de l'ordre du 1/60 de la sphère ; l'atténuation de l'anisotropie résultant de la résolution angulaire finie des deux détecteurs est voisine de 3 pour cent. Nous avons tenu compte de la décroissance de la source en utilisant dans nos calculs le rapport du nombre de coïncidences vraies sur le nombre de gamma enregistrés et en contrôlant la variation avec le temps du taux de comptage β. La durée de vie du premier niveau excité du ^{198}Hg ($3,16.10^{-11}$ s) entraîne une atténuation de la corrélation angulaire négligeable. Aucune variation de l'anisotropie avec la nature chimique de la source n'a été signalée.

Nos résultats expérimentaux sont groupés dans le tableau ci-dessous :

W	A (W) p. cent	ε (W) p. cent
1,180	0,18 ± 0,90	0,12 ± 0,60
1,374	0,29 ± 0,93	0,19 ± 0,62
1,531	1,17 ± 0,75	0,78 ± 0,50
1,750	2,11 ± 0,66	1,44 ± 0,44
2,060	2,82 ± 0,60	1,88 ± 0,40
2,371	4,00 ± 0,72	2,67 ± 0,48
2,681	4,44 ± 0,63	2,96 ± 0,42

CALCUL DU FACTEUR DE CORRECTION DE FORME

La densité de probabilité s'exprime par la formule :

$$N(W)\,dW = \left(\frac{m\,c^2}{\hbar}\right) . \left(\frac{G^2}{2\,\pi^3}\right) . F\,(Z,W)\; p\;.\; W\;.\; (W_o - W)^2\; dW\;.$$

W_o est l'énergie maximale du spectre exprimée en unités.

$m_o = c = \hbar = 1.$

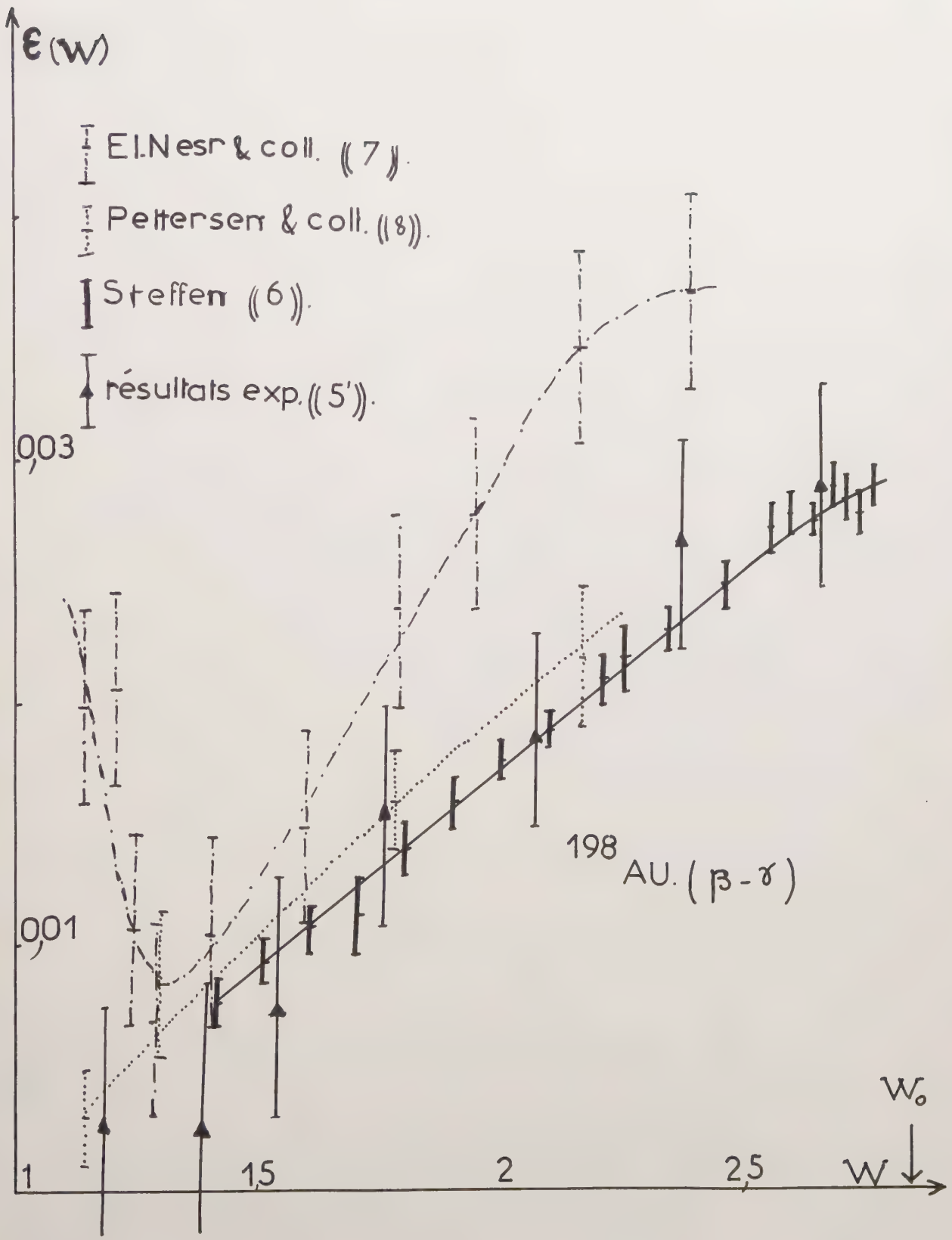
p et q sont les moments de l'électron et du neutrino en unités $m_c\,c^2$.

$G = 2,97.10^{-12}$ unités atomiques.

$C_V = 1$; $C_A = -1,19 \pm 0,04$.

$\frac{m\,c^2}{\hbar} = 7,7.10^{20}\ sec^{-1}$.

En fait, l'expérience donne un nombre proportionnel à N(W) dW. Pour utiliser la formule en valeur absolue, il faut introduire la période t du noyau initial et le rapport d'embranchement a_1 de la transition considérée.


ε(W)
El.Nesr & coll. ((7)).
Pettersen & coll. ((8)).
Steffen ((6)).
résultats exp. ((5')).
0,003
0,001
198 AU. (β-γ)
1
1,5
2
2,5
W
W₀

$$\frac{1}{t_{sec.}} = \frac{1}{a_1 \, Log2} \cdot \left(\frac{m\,c^2}{}\right) \cdot \left(\frac{G^2}{2\,\pi^3}\right) \cdot \int_1^{W_o} F(Z,W) \cdot C(W) \cdot p \cdot W\, q^2 \, dW$$

La transition conduisant au niveau fondamental est une fois interdite unique. Donc :

$$C(W) = \frac{Z_1^{\,2}}{12} \left(\lambda_1 \, p^2 + q^2\right)$$

Il est donc possible de calculer z_1 directement :

$$\left(\frac{1}{z_1}\right)^2 = \frac{t}{a_1 \log 2} \cdot \left(\frac{m\,c^2}{\hbar}\right) \cdot \left(\frac{G^2}{2\,\pi^3}\right) \cdot \int_1^{W'_o} F(Z,W) \cdot p \cdot W \cdot q^2 \cdot C(W)\, d\,W$$

Pour t = 2,7 jours ; $a_1 = 25.10^{-5}$ et $W'_o = 1 + \frac{1,370}{0,511}$

$$z_1 = \pm\, 2,06.10^{-4}$$

où, dans la notation habituelle, $\int \frac{B_{ij}}{R} = 0,9 \times 10^{-2}$

Montrons que, pour la transition conduisant au premier niveau excité, l'approximation B_{ij} n'est pas applicable. En effet, dans cette hypothèse :

$$C(W) = V^2 + Y^2 + \frac{z^2}{12} \left(\lambda_1 \, p^2 + q^2\right) .$$

Sauf pour des valeurs de p faibles, λ_1 dépend peu de p.
En supposant λ_1 (p) constant :

$$C(W) = K - Ka\, W + KC\, W^2$$

avec $a \geqslant 0$ et $\frac{a}{C} = \frac{2\, W_o}{1 + \lambda_1}$.

Il a été impossible de rendre compte de façon satisfaisante des résultats expérimentaux trouvés ou publiés au moyen d'une fonction de forme :

$$C(W) = K \left[1 - aW + \frac{1 + \lambda_1}{2\, W_o} \, , \, aW^2 \right] .$$

avec $K > 0$, $a \geqslant 0$ et $\frac{1 + \lambda_1}{2\, W_o} \sim 3,46$.

Nous avons alors donné à C(W) la forme analytique suivante :

$$C(W) = a_o + \frac{z^2}{12} \left(\lambda_1 \, p^2 + q^2\right) + a_1 \, W + a_2 \, W^2 + \frac{a_{-1}}{W} .$$

Cette représentation aura un sens au regard de la théorie de KOTANI si :

$$a_o > 0 \; ; \quad z^2 \geqslant 0 \; ; \quad a_2 \geqslant 0 .$$

Par ailleurs, nous avons vérifié que ces coefficients ne variaient pas de façon discontinue lorsque W_o s'écarte légèrement de sa valeur réelle :

$$2,85 < W_o < 2,90 .$$

Nous avons retenu les deux groupes de valeurs suivantes :

I

$W_o = 2,873 \pm 0,002$
$a_o = (11 \pm 3).10^{-4}$
$z^2/12 = (1 \pm 1).10^{-5}$
$a_1 = (3,8 \pm 0,9).10^{-4}$
$a_2 = (4,5 \pm 0,5).10^{-5}$
$a_{-1} = -(3,8 \pm 1,8).10^{-4}$

II

$W_o = 2,875 \pm 0,001$
$a_o = (8 \pm 0,8).10^{-4}$
$z^2/12 = (0 \pm 1).10^{-5}$
$a_1 = (2,8 \pm 0,8).10^{-4}$
$a_2 = (3,5 \pm 0,5).10^{-5}$
$a_{-1} = (0 \pm 1).10^{-5}$

Dans la mesure où l'on peut considérer $\lambda_1(p)$ constant ($\sim 0,66$), on peut mettre C(W) sous la forme :

$$C(W) = a'_o + a'_1 W + a'_2 W^2 + \frac{a'_{-1}}{W} .$$

Deux valeurs de W_o retiennent notre attention :

1. Pour $W_o = 2,875 \pm 0,001$ ou $E_o = 958,4$ KeV $\quad a'_{-1} = 0$

$$C(W) = (8 \pm 1).10^{-4} . \left[1 - (0,35 \pm 0,08) W + (0,44 \pm 0,020) W^2 \right]$$

Ces résultats sont à rapprocher de ceux déjà publiés :

$C(W) \sim 1 - (0,33 \pm 0,09) W + (0,062 \pm 0,22) W^2$ $\quad W_o = 960 \pm 2$ KeV

$C(W) \sim 1 - 0,33 W + 0,075 W^2$ $\quad W_o = 960 \pm 5$ KeV

2 - $W_o = 2,80$ c'est-à-dire $E_o = 960$ KeV

a'_1 et $a'_2 = 0$

$$C(W) \sim 1 + \frac{a_{-1}}{W} = 1 + (0,58 \pm 0,39)/W.$$

Ces résultats sont en accord avec ceux d'HAMILTON et LANGER :

$$C(W) \sim 1 + 0,25/W.$$

CALCUL DES ELEMENTS DE MATRICE D'ORDRES 0 et 1 A PARTIR DU FACTEUR DE FORME C(W)

Nous avons adopté pour C(W) la forme analytique suivante :

$$C(W) = a_o + z^2/_{12} (\lambda_1 p^2 + q^2) + a_1 W + a_2 W^2 + \frac{a_{-1}}{W} .$$

Les coefficients a_o, a_1, a_2, a_{-1} et z^2 donnés par l'expérience sont liés aux éléments de matrice par les relations :

$$a_o = \left[\zeta_o^2 + \left(\frac{w}{3}\right)^2 \right] + \left[\zeta_1^2 + \frac{W_o^2}{18} (2x + 74)^2 - \frac{1}{18} (2x^2 + 7u^2) \right] \quad (1)$$

$$a_1 + a_2 W_o = - \frac{4}{3} u Y \quad (2)$$

$$a_2 = \frac{1}{9} (4x^2 + 5u^2) \quad (3)$$

$$a_{-1} = \frac{2}{3} \left[- w \zeta_o + (u + x) \zeta_1 \right] . \quad (4)$$

Les relations d'AHRENS et FEENBERG permettent d'introduire les paramètres intermédiaires Λ_A et Λ_V.

$$\Lambda_v = - \Lambda_A \xi w \qquad \zeta_o = w \left[\xi (1 - \Lambda_A) + \frac{W_o}{} \right] .$$

$$y = \Lambda_V \xi x \qquad Y = \xi \left[(\Lambda_V - 1) x - u) \right] .$$

L'élimination de x entre les équations (2) et (3) permet de tirer u, solution d'une équation bicarrée, puis de déterminer x. Les équations (4), (5) et (6) permettent de calculer w, ζ_o, V et v. Ces solutions dépendent de Λ_A et Λ_V. Il suffit alors de chercher la ou les valeurs de Λ_A et Λ_V qui rendent minimum la fonction $\chi_{a_o} (\Lambda_A, \Lambda_V)$.

$$\chi_{a_o} = \frac{a_o \text{ exp} - a_o \text{ calculé}}{\Delta (a_o \text{ exp}).}$$

Nous avons donné quinze valeurs différentes à Λ_A et Λ_V comprises entre 0,5 et 6. χ_{a_o} est inférieur à l'unité pour :

$$\Lambda_A \sim 1 \pm 0,5$$

$$2 \leqslant \Lambda_V \leqslant 5,5.$$

D'où les solutions :

I. $2 \leqslant \Lambda_V \leqslant 5,5$; $\Lambda_A = 1.$

$$\begin{cases} u = \pm (7 \pm 1,8).10^{-3} \\ x = \pm (4,8 \pm 2,8).10^{-3} \\ y = \pm (2,0 \pm 3).10^{-3} \\ w = \pm (2,5 \pm 3).10^{-3} \\ v = \pm (46 \pm 1,8).10^{-2} \end{cases}$$

II. $2 \leqslant \Lambda_V \leqslant 5,5$; $\Lambda_A = 0,95$

$$\begin{cases} u = \pm (7 \pm 1,8).10^{-3} \\ x = \pm (4,8 \pm 2,8).10^{-3} \\ y = \pm (2,0 \pm 3).10^{-3} \\ w = \pm (11,5 \pm 0,5).10^{-3} \\ v = \pm (17,3 \pm 0,5).10^{-2} \end{cases}$$

Dans les deux cas, a_o est une fonction stationnaire inférieure à l'unité dans tout l'intervalle de variation Λ_V.

DETERMINATION DE Λ_A , Λ_V et z A PARTIR DE $\mathcal{E}(W)$

Le facteur de correction de forme C(W) nous a permis de calculer les éléments de matrice d'ordre 0 et 1 : u, v, w, x, y. A l'aide de ces valeurs et de la fonction de corrélation angulaire β - directionnelle, nous pouvons restreindre le domaine de variation de Λ_A et Λ_V en retrouvant, au moyen de la fonction de corrélation la valeur de z trouvée à partir du facteur de forme.

$$\sum_i P_i \mathcal{E}_i \cdot \left(\frac{\lambda_{1\,i}\, p_i^2}{W_i^2} \right)^{-1} C(W_i) = \sum_i A_{oi} \cdot P_i + z \sum_i A_{1i} \cdot P_i + z^2 \cdot \sum_i A_{2i}\, P_i \ .$$

avec : $A_{oi} = \frac{1}{6} (2x - u)\ \varphi_1 - \frac{1}{72} (2x + 7u)(2x - u) \frac{W_i}{\lambda_{2i}}$

$$A_{2i} = \frac{1}{112} \frac{\lambda_{1i}\, W_i}{\lambda_{2i}} \ .$$

$\mathcal{E}_i$ est la valeur de l'anisotropie à l'énergie W_i, et connue avec une précision $\frac{1}{p_i}$ p. cent.

z est donc solution d'une équation du second degré. On élimine les valeurs de Λ_A et Λ_V qui donnent pour z une valeur telle que :

$$z^2/_{12} \geqslant 2.10^{-5}$$

valeur incompatible avec les solutions retenues.

L'accord entre la théorie et l'expérience est excellent pour les valeurs suivantes des divers éléments de matrice :

Cas considéré	Λ_A	Λ_V	u	x	y	v	w	z
I	1	$5,2 \pm 0,3$	$\pm$ $8,55 \pm 0,10$ x 10^{-3}	$\pm$ $2,60 \pm 0,18$ x 10^{-3}	$\pm$ $2,0 \pm 1$ x 10^{-3}	$\pm$ $45,5 \pm 1,5$ x 10^{-2}	$\mp$ $28,5 \pm 0,9$ x 10^{-3}	$\pm$ $1,2 \pm 0,1$ x 10^{-3}
II		$\pm$ $4,7 \pm 0,3$	$\pm$ $7,67 \pm 0,02$ x 10^{-3}	$\pm$ $2,20 \pm 0,14$ x 10^{-2}	$\pm$ $1,75 \pm 1,0$ x 10^{-2}	$\pm$ $17,0 \pm 0,5$ x 10^{-2}	$\mp$ $11,0 \pm 0,5$ x 10^{-3}	$\pm$ $2,0 \pm 0,1$ x 10^{-3}

Le tableau ci-dessous montre l'accord entre la théorie et l'expérience, pour les résultats de la corrélation angulaire.

W	$[\varepsilon(W) \times 100]_{exp}$	$[\Delta\varepsilon(W) \times 100]_{exp}$	$[\varepsilon(W) \times 100]_{théorique}$	
			Cas I	Cas II
1,180	0,12	$\pm$ 0,60	0,50	0,23
1,374	0,19	$\pm$ 0,62	0,83	0,52
1,750	1,44	$\pm$ 0,44	1,24	1,04
2,060	1,88	$\pm$ 0,48	1,88	1,67
2,371	2,67	$\pm$ 0,48	2,54	2,51
2,683	2,96	$\pm$ 0,42	3,22	4,16

Cas	I	II
Λ_A =	1	0,95
Λ_V =	5,2 $\pm$ 0,3	4,7 $\pm$ 0,3
$\frac{1}{R}\int \sigma \cdot r \cdot = \frac{1}{R}\frac{W}{C_A}$	$\mp$ (12,8 $\pm$ 0,2) x 10^{-1}	$\mp$ (4,95 $\pm$ 0,42) 10^{-1}
$\int i\gamma_5 = \frac{v}{C_A}$	$\pm$ (3,79 $\pm$ 0,07) x 10^{-2}	$\pm$ (1,42 $\pm$ 0,12) 10^{-2}
$\frac{1}{R}\int i(\sigma \times r) = \frac{1}{R}\frac{u}{C_A}$	$\pm$ (3,850 $\pm$ 0,005) x 10^{-1}	$\pm$ (3,45 $\pm$ 0,00) x 10^{-1}
$\int i\alpha = -\frac{y}{C_V}$	$\mp$ (2 $\pm$ 0,1) x 10^{-1}	$\mp$ (1,75 $\pm$ 0,1) 10^{-1}
$\frac{1}{R}\int r = -\frac{1}{R}\frac{x}{C_V}$	$\mp$ (1,41 $\pm$ 0,1) 10^{-1}	$\mp$ (1,20 $\pm$ 0,08) 10^{-1}
$\frac{1}{R}\int B_{i_j} = \frac{1}{R}\frac{z}{C_A}$	$\pm$ (5,44 $\pm$ 0,45) x 10^{-2}	$\pm$ (9,07 $\pm$ 0,45) x 10^{-2}

CORRELATION ANGULAIRE β - γ CIRCULAIREMENT POLARISE

La fonction de corrélation $N(\theta)$ est de la forme :

$$N(\theta) = 1 + \tau A_1 \frac{p}{W} P_1(\cos\theta) + A_2 \frac{p^2}{W} P_2(\cos(\theta) + \tau A_3 \frac{p^3}{W} P_3(\cos\theta)$$

est la polarisation circulaire du rayonnement γ :

$\tau = +1$ pour une polarisation à droite

$\tau = -1$ pour une polarisation à gauche.

La connaissance des six éléments de matrice permet de calculer A_1 et A_3 (en prenant l'une et l'autre solution) :

$$A_1 = + (0,52 \pm 0,08) - (0,05 \pm 0,03)\ W$$

$$A_3 = + 0,0010 \pm 0,0006$$

Ces résultats sont à rapprocher de ceux trouvés expérimentalement par DEUTSCH et LIPNIK [15], d'une part, par STEFFEN, d'autre part [6] :

$$A_1 = + 0,46 \pm 0,10 \quad ; \quad A_3 = - 0,06 \pm 0,12$$

$$A_1 = + 0,45 \pm 0,07 .$$

POLARISATION LONGITUDINALE DES ELECTRONS

Divers auteurs ont mesuré la polarisation longitudinale du rayonnement β de ^{198}Au [16], [17]. Les résultats font apparaître une polarisation maximale (égale à $-\frac{v}{c}$) au-dessus de 300 KeV et une polarisation de $(0,71 \pm 0,07)\ .\ (-\frac{v}{c})$ à 90 KeV.
Or :

$$P_L = - \frac{p}{W} \left[1 + (- a_{-1/W} + d) / C(W) \right] .$$

Ici, $C(W)$ est positif, a_{-1} et d sont toujours $\leqslant 0$. Les deux groupes de solutions proposées rendent bien compte de la variation avec l'énergie de la polarisation, sans toutefois faire apparaître une dépendance aussi forte avec l'énergie. Ceci peut être dû au fait que la détermination expérimentale de $C(W)$ à basse énergie (< 100 KeV) est très imprécise.

La condition $|a_{-1}| < |d| . W_o$ restreint l'incertitude sur a_{-1} :

dans le cas I $\quad a_{-1} = - (2,4 \pm 0,4).10^{-4}$

dans le cas II $\quad a_{-1} = (0 \pm 1).\ 10^{-5}$.

STRUCTURE DU NIVEAU 2^+ (412 KeV) DE ^{198}Hg

Sachant que le niveau (1i 13/2) se remplit par paires à partir de N = 112 jusqu'à sa saturation N = 126, la structure du niveau fondamental de ^{198}Au est :

^{198}Au : $(2\ d\ 3/2)^3$ en protons et $(3\ p\ 1/2)^1$. $(\ \ i\ 13/2)^8$ en neutrons.

Celle du ^{198}Hg fondamental est :

^{198}Hg : $(2\ d\ 3/2)^4$ en protons et $(\ 1\ i\ 13/2)^8$ en neutrons.

La transition β conduisant au niveau fondamental de ^{198}Hg se schématise par la transformation :

neutron (3 p 1/2) $\longrightarrow$ proton (2 d 3/2)

Il y a plusieurs façons d'exciter un noyau à partir de son état fondamental. La plus simple d'entre elles est décrite, dans l'approximation du modèle en couches à particules indépendantes, par élévation d'une seule particule d'un niveau à un autre. Ces niveaux sont peuplés de préférence par les réactions de stripping et de pick-up. L'énergie d'excitation est alors de quelques MeV. Dans une excitation sensiblement plus complexe, la configuration de l'état fondamental reste inchangée, mais des nucléons modifient l'orientation relative de leurs orbites. L'énergie d'excitation n'est plus que de quelques centaines de KeV. Enfin, l'excitation du noyau peut être due au mouvement collectif de plusieurs nucléons : rotations et vibrations. Les énergies mises en jeu vont de quelques centaines de KeV dans le cas des vibrations à quelques dizaines de KeV dans celui des rotations.

Il est à remarquer que le Mercure 198 présente certaines caractéristiques propres au modèle vibrationnel :

- les spins et parités des trois premiers niveaux sont 0^+, 2^+, 2^+.
- la valeur de l'énergie d'excitation du premier niveau est de 440 KeV.
- le rapport $\frac{E_2}{E_1} = 2,65$.
- le moment quadrupolaire électrique est égal à 0,03 barn.
- la durée de vie du premier niveau excité est de 22 ps.

KISSLINGER et SORENSEN ont calculé la probabilité de transition E_2 entre l'état fondamental et l'état excité de 418 KeV considéré comme un état à un phonon. L'accord entre la théorie et l'expérience est satisfaisant.

$$B(E_2)_{théor.} = 1,355 \qquad B(E_2)_{exp.} = 1,13$$

Dans ce modèle, la transition β entre le niveau fondamental de l'Or 198 et le premier niveau excité du Mercure 198 pourra être schématisé ainsi :

$(2\ d\ \frac{3}{2})^3$ en protons et $(3\ p\ \frac{1}{2})^1$ en neutrons

$\longrightarrow$ $(2\ d\ \frac{3}{2})^2$, $(3\ s\ \frac{1}{2})^2$ en protons.

L'opérateur β agissant entre deux états de même spin, les six éléments de matrice seront différents de zéro.

CONCLUSION

Nous n'avons pas obtenu une solution unique, mais deux groupes de valeurs pour les six éléments de matrice responsables de la transition β ($2^- \rightarrow 2^+$) de l'Or 198. Ces solutions rendent compte, avec une bonne précision, de la corrélation angulaire directionnelle $\beta - \gamma$, de la corrélation angulaire $\beta - \gamma$ circulairement polarisé, de la polarisation longitudinale des électrons, du facteur de forme du spectre.

Aucun élément ne peut être négligé. La faible valeur de l'anisotropie est due à des effets de compensation et à la petitesse de l'élément tensoriel B_{ij} .

Le modèle en couches ne permet pas de décrire les états initiaux et finals d'une façon satisfaisante. Le cas de la désintégration β de l'Or 198 est analogue à celle de ^{86}Rb : elle s'accompagne de la création d'une paire de particules dans un niveau classé comme supérieur.

D'autre part, la relation d'AHRENS et FEENBERG donne, avec une bonne approximation, le rapport :

$$\Lambda_A = \frac{\int i \gamma_5}{\xi \int \sigma . r} \neq 1 .$$

Par contre, dans l'évaluation de $_V$, l'amplitude du terme potentiel nucléaire :

$$\left(\frac{2R}{\alpha Z}\right) < \left| \left[\sum V_{ij} , i \sum \tau_K . r_K \right] \right| > / < i r > .$$

évaluée par ARHENS et FEENBERG à - 1,4 et négligée par FOUJITA, est mal connue et peut être la cause d'un écart entre la valeur théorique et la valeur expérimentale trouvée.

SPECTOR et BLIN-STOYLE [19] ont calculé Λ_V à propos de la désintégration du Ra E. Ils ont trouvé :

$$2,0 \leqslant \Lambda_V \leqslant 5,3$$

ULLMAN [16] a trouvé, à propos du même corps, une valeur beaucoup plus grande (~ 8). Ces valeurs sont à rapprocher de la nôtre : $\Lambda_V \sim 5$.

BIBLIOGRAPHIE

[1] F. AJZENBERG-SELOVE
Energy Levels of nuclei

[2] A.H. WAPSTRA
Nucl. Phys. 9, 519 (1958)

[3] L.M. LANGER
Nucl. Phys. 36, 567 (1962)

[4] J. LEHMANN
J.P.R. 25, 326 (1964)

[5] D. PARSIGNAULT
C.R.A.S. 259, 1515 (1964)

[5 bis] G. AMBROSINO, J. PERCHEREAU, J. LACHKAR
C.R.A.S. 259, 2212 (1965)

[6] R.M. STEFFEN
Phys. Rev. 118, 763 (1960)

[7] M.S. EL NESR
Zeitdch. für Phys. 166, 119 (1962)

[8] B.G. PETTERSON, W.L. CROFT, J.H. HAMILTON
Phys. Letters, 1, 285 (1962)

[9] T. KOTANI
Phys. Rev. 114, 795 (1959) - Progress of Theor. Phys. 20, 643 (1958)

[10] M. MORITA et R.S. MORITA
Phys. Rev. 109, 2049 (1958)

[11] S. MATUMOTO, M. MORITA, M. HAMADA
Bull. Kobayasi, 5, 210 (1955)

[12] T. AHRENS et E. FEENBERG
Phys. Rev. 86, 64 (1952)

A.J.F. SIEGERT
Phys. Rev. 52, 787 (1937)

[13] J.I. FOUJITA
Phys. Rev. 126, 202 (1962)

[14] M.S. FREEDMAN, T.B. NOVEY, F.T. PORTER, F. WAGNER
J. Rev. sc. Inst. 27, 716 (1956)

[15] M. DEUTSCH et LIPNIK P.
Nucl. Phys. 24, 138 (1961)

[16] J.D. ULLMAN
Phys. Rev. 122, 536 (1961) - Phys. Lett. 1, 339 (1962)

[17] R.D. AVAKYAN R.O.
J.E.T.P. 14, 491 (1962)

A.I. ALIKANOV
J.E.T.P. 12, 411 (1961)

R. SPIVAK
J.E.T.P. 12, 404 (1961)

R. VAN KLINKEN
Nucl. Phys. 53, 613 (1964)

[18] S.A. MOSZKOWSKI
Phys. Rev. 89, 474 (1952)

[19] R.M. SPECTOR, R.J. BLIN-STOYLE
Phys. Lett. 1, 118 (1962)

CHAPITRE V

ETUDE DE LA TRANSITION ($1^- \rightarrow 2^+$) du ^{170}Tm

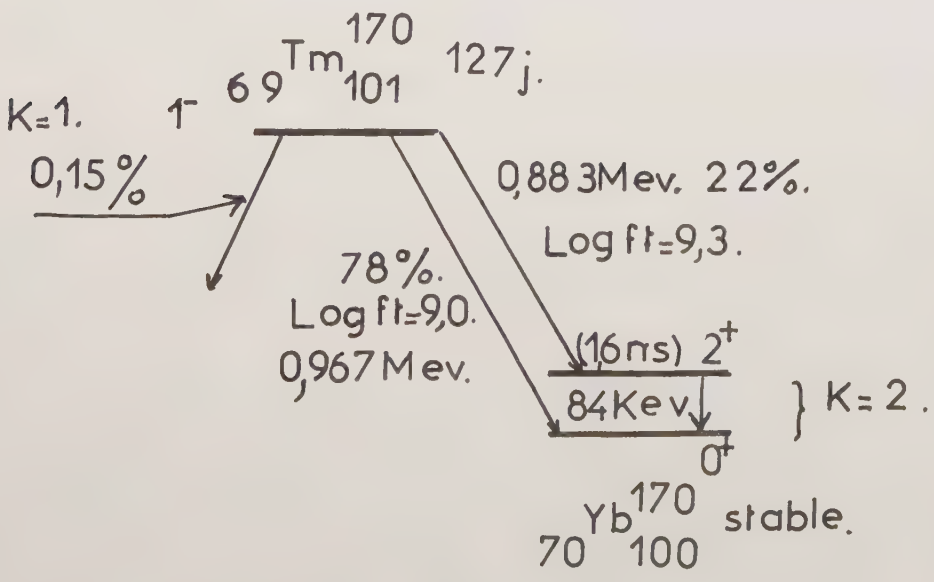
STRUCTURE DES NOYAUX DE THULIUM ET D'YTTERBIUM

INTRODUCTION

De nombreuses expériences faites sur des noyaux déformés ont montré que le modèle de Nilsson est particulièrement bien adapté à l'étude des spins et parités des états fondamentaux et excités de ces noyaux, ainsi qu'à celle de leurs probabilités de transition β et γ.

Le ^{170}Tm présente une forme d'équilibre non sphérique. Ce noyau se désintègre pour donner l'Ytterbium ou l'Erbium. Les transitions correspondantes sont toutes du type une fois interdites fortement défavorisées avec des vies moyennes comparatives supérieures à 9.

Il nous a paru intéressant d'éprouver la limite d'applicabilité du modèle de Nilsson et d'en déduire la structure des divers niveaux intéressés.



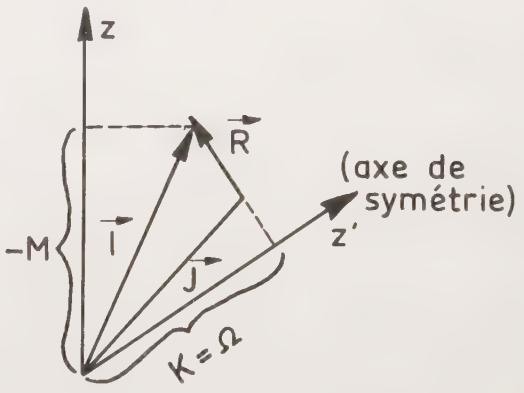
DESCRIPTION DE LA STRUCTURE DES NOYAUX INITIAL ET FINAL

Lorsque les noyaux présentent de grandes déformations à l'équilibre, il est possible de décomposer le mouvement des nucléons périphériques suivant un mode intrinsèque et un mode collectif. La fonction d'onde de l'état correspondant se met sous la forme :

$$\Psi = \chi_{\text{intr.}} \cdot \varphi_{\text{vibr.}} \cdot \mathcal{D}_{\text{rot.}}$$

χ représente le mouvement intrinsèque des nucléons, φ décrit les vibrations du noyau autour de sa forme d'équilibre, $\mathcal{D}$ représente le mouvement rotationnel collectif du noyau dans son ensemble.

Le mouvement intrinsèque des nucléons peut être calculé dans l'hypothèse d'un champ déformé stationnaire dans le système de référence x', y', z' lié à l'axe de symétrie z' du noyau. Chaque nucléon individuel est soumis à un hamiltonien composé de celui de l'oscillateur harmonique à trois dimensions corrigé pour les grandes valeurs de ℓ et d'un terme de couplage spin-orbite. Ce mouvement est défini par les quatre nombres quantiques N, nombre total de noeuds; (J, moment angulaire intrinsèque ;) ℓ, moment angulaire orbital, Λ et $\sum$, valeurs propres de $\ell_{z'}$ et $s_{z'}$, telles que Ω étant la valeur propre de $J_{z'}$, $\Omega = \Lambda + \sum$.



Les fonctions d'onde d'un nucléon ayant une parité définie et tenant compte de la symétrie par rapport à un plan perpendiculaire à z' sont de la forme :

$$\Psi = \left(\frac{2J+1}{16\pi^2}\right)^{1/2} \left| \chi_{\Omega}\, \mathcal{D}^{I}_{M,K} + (-)^{I-j}\, \chi_{-\Omega}\, \mathcal{D}^{I}_{M,-K} \right| \varphi_{oo}$$

c'est-à-dire :

$$\Psi = |\Omega \;;\; J\ K\ M\rangle =$$

$$\left(\frac{2J+1}{16\pi^2}\right)^{1/2} \varphi_{oo} \sum_{\ell,\Lambda} a_{\ell,\Lambda} \left| |N\ell\ \Lambda\ \textstyle\sum\rangle \mathcal{D}^{I}_{M,K} + (-)^{\Omega+\frac{1}{2}} \right| N\ell\ -\Lambda\ -\textstyle\sum\rangle \mathcal{D}^{I}_{M,-K} \Big|.$$

dans une représentation ℓ, Λ.

La forme d'équilibre des noyaux A = 170 est définie par la valeur du paramètre de déformation $\delta = 0{,}304$ ($\eta = 6$). [5].

Le spin de l'état fondamental d'un noyau impair-impair (^{170}Tm) peut être expliqué en supposant que le proton impair et le neutron impair se déplacent indépendamment dans des états de Nilsson. Dans l'hypothèse du couplage fort :

$$J = K = |\Omega_p \pm \Omega_n|$$

Ω_p et Ω_n sont les projections sur les axes de symétrie du moment angulaire total correspondant au dernier proton et au dernier neutron. Le choix du signe est fixé par la relation,

déduite de considérations empiriques :

$$\left| \sum_p \pm \sum_n \right| = 1 .$$

Le spin du niveau fondamental du ^{170}Tm est 1 et sa parité négative. Les noyaux voisins et la disposition des niveaux de Nilsson suggèrent les deux possibilités :

1. $\Omega_p = \frac{1}{2}$; $\Omega_n = \frac{1}{2}$.
2. $\Omega_n = \frac{1}{2}$; $\Omega_p = \frac{3}{2}$.

La réaction ^{169}Tm (d,p) ^{170}Tm fixe le moment angulaire du neutron capturé ($\ell_n = 1$ et $j_n = \frac{1}{2}$).

Le dernier neutron correspond dans les deux cas au 63e niveau du diagramme de Nilsson ($N = 5$; $\Omega = \frac{1}{2}$). La décomposition de sa fonction d'onde intrinsèque suivant les vecteurs de base est la suivante, dans les notations de Nilsson :

$$\chi_n = \left| 5, \tfrac{1}{2} . 63 \right\rangle = 0,190 \left| 550 + \right\rangle + 0,084 \left| 530 + \right\rangle - 0,416 \left| 510 + \right\rangle$$
$$+ 0,526 \left| 551 - \right\rangle + 0,637 \left| 531 - \right\rangle + 0,317 \left| 511 - \right\rangle .$$

Le proton célibataire se trouve dans les niveaux 43 ou 33 selon l'hypothèse considérée ; la décomposition de sa fonction d'onde intrinsèque suivant les vecteurs de base du système est la suivante :

1. $\chi_p = \left| 4\, \tfrac{1}{2} , 43 \right\rangle = 0,163 \left| 440 + \right\rangle - 0,062 \left| 420 + \right\rangle - 0,279 \left| 400 + \right\rangle .$
$$- 0,445 \left| 441 - \right\rangle + 0,833 \left| 421 - \right\rangle .$$

2. $\chi_p = \left| 4\, \tfrac{3}{2} , 33 \right\rangle = 0,486 \left| 441 + \right\rangle - 0,794 \left| 421 + \right\rangle - 0,230 \left| 442 - \right\rangle$
$$- 0,280 \left| 422 - \right\rangle .$$

La fonction d'onde du niveau initial peut être ainsi calculée :

$$\Psi_i = \left(\frac{2 J_i + 1}{16 \pi^2} \right)^{1/2} \left\{ \chi_{\Omega_p} . \chi_{\pm \Omega_n} . \mathcal{D}^J_{M,K} + (-)^{I - j_p - j_n} \chi_{-\Omega_p} . \chi_{\pm \Omega_n} \mathcal{D}^J_{M,-K} \right\} \varphi'_{oo}$$

avec la relation :

$$J_i = \left| \Omega_p \pm \Omega_n \right| \text{ pour } \sum_p \pm \sum_n = 1 .$$

ou :

$$\Psi_i = \left(\frac{2 J_i + 1}{12 \pi^2} \right)^{1/2} \sum'_{\ell_p, \ell_n} . \sum_{\Lambda_p, \Lambda_n} {}^a\ell_n \Lambda_n . {}^a\ell_p \Lambda_p \left| \mathcal{D}^{J_i}_{M,K} \; 4\, \ell_p \Lambda_p \; \Sigma_p \right\rangle$$
$$. \left| 5\, \ell_n \Lambda_n \Sigma_n \right\rangle + (-)^{\Lambda_p \pm \Lambda_n} \left| 4\, \ell_p - \Lambda_p - \Sigma_p \right\rangle . \left| 5\, \ell_n - \Lambda_n - \Sigma_n \right\rangle \mathcal{D}^{J_i}_{M,-K} \Big| .$$

L'état fondamental de ^{170}Yb est un état 0^+ dans l'hypothèse où ce niveau peut être décrit par un état à 2 particules – ici deux protons –. Sa fonction est la suivante [6] :

$$\Psi_{f.f} = \left(\frac{1}{16\pi^2}\right)^{1/2} \left| \chi_{\Omega_p} \cdot \chi_{-\Omega_p} + (-)^{2-j_p} \chi_{-\Omega_p} \cdot \chi_{\Omega_p} \cdot \Omega_p \right| \varphi'_{oo}$$

qui, développée, devient :

$$\Psi_{f.f.} = \left(\frac{1}{4\pi}\right)\varphi'_{oo} \sum_{\ell,\Lambda} a^2_{\ell,\Lambda} \left| |N\ell\Lambda\Sigma\rangle . |N\ell\Lambda - \Sigma\rangle - |N\ell - \Lambda - \Sigma\rangle . |N\ell - \Lambda\Sigma\rangle \right| .$$

Les excitations de basse énergie des noyaux pairs-pairs déformés ont été analysés par GALLAGHER [3], qui suppose que les états correspondants sont des états à deux particules. Ces particules obéissent à la règle de sélection suivante, dans l'hypothèse d'un couplage fort :

$$\sum = \sum_1 \pm \sum_2 = 0 \qquad \Omega = \Lambda_1 \mp \Lambda_2 .$$

La configuration en protons des deux particules de $^{170}Yb^*$ est alors :

$(N = 4 \; ; \quad n_3 = 1 \qquad \Lambda = 1 \qquad \sum = -\frac{1}{2} \qquad \Omega_1 = 1/2)$

et $(N = 4 \; ; \quad n_3 = 1 \qquad \Lambda = 1 \qquad \sum = +\frac{1}{2} \qquad \Omega_1 = 3/2)$

La fonction d'onde de l'état excité à deux particules est la suivante :

$$\Psi_f = \left(\frac{2J+1}{16\pi^2}\right)^{1/2} \sum_{\ell,\Lambda} a^2_{\ell,\Lambda} \left| \mathcal{D}^J_{M\,K}(\theta) \, |N\ell\Lambda\Sigma\rangle . |N\ell\Lambda - \Sigma\rangle \right.$$
$$\left. + \mathcal{D}^J_{M\,-K} \, |N\ell - \Lambda - \Sigma\rangle . |N\ell - \Lambda\Sigma\rangle \right|$$

PROBABILITE DE TRANSITION ET REGLES DE SELECTION

Les probabilités de transition pour des interactions vectorielle et axiale vectorielle sont données par la formule :

$$G_A(K, I_i \to I_f) = \left| \langle \Omega_f \; ; \; I_p K_f \; \| -C_A \gamma_5 \, T_{KL} \, \gamma_o \; \| \; \Omega_i \; ; \; I_i K_i \rangle \right|^2 .$$

et

$$C_V(K, I_f \to I_f) = \left| \langle \Omega_f \; ; \; J_f K_V \; \| \; C_V \, T_{KL} \, \gamma_o \, \tau^+ \; \| \; \Omega_i \; ; \; I_i K_i \rangle \right|^2 .$$

L'opérateur tensoriel est exprimé dans un système de coordonnées fixe dans l'espace. Il faut le transformer dans un système de coordonnées lié au noyau.

$$T^m_{KL\,\gamma_o} = \sum_{\mu}{}' \mathcal{D}^K_{m\mu} \; T^{\mu}_{KL\,\gamma_o} .$$

Ce qui conduit, à l'aide de la relation :

$$\mathcal{D}^{J_f *}_{M_f K_f} \cdot \mathcal{D}^{K}_{m\mu} \cdot \mathcal{D}^{J}_{M_i K_i} \, d\Omega^3 = + \frac{6\pi^2}{2 I_f + 1} (I_i \, K \, M_i \; ; \; I_f \, M_f) \cdot (I_i \, K \, K_i \; ; \; I_f \, K_f)$$

et du théorème de Wigner-Eckart, à la relation :

$$G(K, I_f \rightarrow I_f) = \Big| (I_i \, K \, K_i \; ; \; I_f \, K_f) \cdot \int \chi^{*}_{\Omega_p} \cdot \chi_{\Omega_{p1}} \, d\tau \cdot \int \chi_{\Omega_{p_2}} \cdot T_K \cdot \chi_{\Omega_n} \, d\tau \Big|^2 .$$

en développant le calcul dans une représentation ℓ , Λ et en séparant les parties angulaires et radiales, on fait apparaître les règles de sélection propres à chaque élément de matrice. Ces relations sont identiques à celles trouvées par BODGAN [7].

Elément de matrice	$\Delta J = J_f - J_i$	$\Delta \pi$	$\Delta K = \lvert K_f - K_i \rvert$	$\Delta N = \lvert N_f - N_i \rvert$	$\Delta \ell = \lvert \ell_f - \ell_i \rvert$	Λ_i , Λ_f , $\sum_i$, $\sum_f$
$\int \gamma_5$	0	- 1	0	$\leqslant 1$	$-1 \leqslant \Delta\ell \leqslant 1$	$k = \Lambda_i \mp \Lambda_f$. $\sum_i = \pm \sum_f$. $k = \Lambda_i - \Lambda_f \pm 1$. $\sum_i = -\sum_f = \pm 1/2$ $q = \Lambda_i + \Lambda_f \pm 1$. $\sum_i = \sum_f = \pm 1/2$
$\int \sigma . r$	0	- 1	0	$\leqslant 1$	$-1 \leqslant \Delta \leqslant 1$	$k = \Lambda_i - \Lambda_f \mp 1$. $\sum_f = -\sum_i = \mp \frac{1}{2}$ $k = \Lambda_i + \Lambda_f \mp 1$. $\sum_f = \sum_i = \pm \frac{1}{2}$.
$\int r$	0, 1 (n0 $0 \rightarrow 0$)	- 1	0, 1	$\leqslant 1$	$\lvert \Delta \ell \rvert \leqslant 1$	$k = \Lambda_i - \Lambda_f \quad \sum_f = \sum_i$ $k = \Lambda_i + \Lambda_f \quad \sum_i = -\sum_f$.
$\int \alpha$	0, 1 (n0 $0 \rightarrow 0$)	- 1	0, 1	0 $\leqslant 2$	$\lvert \Delta \ell \rvert \leqslant 1$ $+1 \leqslant \Delta \ell \leqslant -1$	$k = \Lambda_i - \Lambda_f \quad \sum_f = \sum_i$ $q = {}_i + {}_f \quad \sum_f = -\sum_i$ $k \pm 2 = \Lambda_f - \Lambda_i \quad \sum_f = \sum_i$

$\int \sigma \times r$	0, 1 (n0 $0 \rightarrow 0$)	- 1	0, 1	$\leqslant 1$	$\lvert\Delta \ell\rvert \leqslant 1$	$k = \Lambda_i - \Lambda_f \mp 1$. $\sum_f = \sum_i = \mp \frac{1}{2}$. $q = \Lambda_f + \Lambda_i \mp 1$. $\sum_f = \sum_i = \pm 1/2$.
B_{i_j}	0, 1, 2 (n0 $0 \rightarrow 0$) (n0 $0 \rightarrow 1$) (n0 $1 \rightarrow 0$)	- 1	0, 1, 2	$\leqslant 1$	$\lvert\Delta \ell\rvert \leqslant 1$	$k = \Lambda_i - \Lambda_f \mp 1$ $\sum_f = \sum_i = \mp 1$ $q = \Lambda_i + \Lambda_f \mp 1$ $\sum_f = \sum_i = \pm \frac{1}{2}$
	$k = K_f - K_i$ $q = -K_f - K_i$					

Nous avons appliqué ces règles de sélection aux deux schémas de désintégration envisagée.

I - Etat initial : $\lvert 5, \frac{1}{2}, 63 >$ - Etat final $\lvert 4, \frac{1}{2}, 43 >$

F \ I	$\lvert 550 + >$	$\lvert 530 + >$	$\lvert 510 + >$	$\lvert 551 - >$	$\lvert 531 - >$	$\lvert 511 - >$
$\lvert 440 + >$	$(\int B_{i_j})_1$	$(\int B_{i_j})_1$	-	-	-	-
$\lvert 420 + >$	-	$(\int B_{i_j})_1$	$(\int B_{i_j})_1$	-	-	-
$\lvert 400 + >$	-	-	$(\int B_{i_j})_1$	-	-	-
$\lvert 441 - >$	-	-	-	-	-	-
$\lvert 421 - >$	-	-	-	-	-	-

$\int \gamma_5$, $\int \sigma . r$ et $(\int B_{i_j})_0$ sont exclus par suite d'une interdiction ΔJ ou ΔK.

$\int \alpha$, $\int r$, $\int \sigma \times r$ sont exclus par suite d'une interdiction $\Delta \ell$, k ou q.

Les éléments de matrice d'ordre 3 sont exclus par suite d'une interdiction ΔN.

2 - Etat initial : 5 , $\frac{1}{2}$, 63 - Etat final 4 , $\frac{3}{2}$, 33 .

F \ I	|550 +>	|530 +>	|510 +>	|551 ->	|531 ->	|511 ->
|441 +>	$\int\alpha$, $\int r$	$\int\alpha$, $\int r$	-	-	-	-
|421 +>	-	$\int\alpha$, $\int r$	$\int\alpha$, $\int r$	-	-	-
|442 ->	-	-	-	$\int\alpha$, $\int r$	$\int\alpha$, $\int r$	
|422 ->	-	-	-	-	$\int\alpha$, $\int r$	$\int\alpha$, $\int r$

$\int\gamma_5$, $\int\sigma . r$ et $(\int B_{ij})_0$ sont exclus par suite d'une interdiction ΔJ ou ΔK .

$\int\sigma \times r$ et $(\int B_{ij})_1$ sont exclus par suite d'une interdiction $\Delta \ell$, k ou q .

Les éléments de matrice d'ordre 3 sont exclus par suite d'une interdiction Δ N.

Pour chaque élément de matrice, ALAGA [8] a montré qu'il était possible de déterminer le rapport des intensités de deux transitions issues du niveau initial J_i K_i conduisant aux deux états finals J_f et J_{ff} de la même bande K_f.

Si la condition suivante est respectée

$$K < K_i + K_f \quad , \quad \text{ou si } K_i \text{ ou } K_f = 0 ,$$

le rapport pour l'opérateur d'ordre K est :

$$\frac{G\,(K\ ;\ J_i \longrightarrow J_f)}{G\,(K\ ;\ J_i \longrightarrow J_{ff})} = \left\{ \frac{(J_i\ K\ K_i\ ;\ J_f\ K_f)}{(J_i\ K\ K_i\ ;\ J_{ff}\ K_f)} \right\}^2$$

La transition conduisant au niveau fondamental de ^{170}Yb n'est caractérisée que par des éléments d'ordre K = 1. En négligeant pour la transition conduisant au premier niveau excité de ^{170}Yb la contribution de l'élément de matrice $\int B_{ij}$ dans la vie moyenne comparative :

$$\frac{(f\ t)_{1^- \longrightarrow 2^+}}{(f\ t)_{1^- \longrightarrow 0^+}} = \left\{ \frac{(1\ 1\ 1\ ;\ 0\ 0}{(1\ 1\ 1\ ;\ 2\ 0} \right\}^2 = 2$$

L'expérience donne :

$$\log (ft)_{1^- \longrightarrow 2^+} = 9,3$$

$$\log (ft)_{1^- \longrightarrow 0^+} = 8,9$$

le rapport : $\dfrac{(ft)_{1^-} \longrightarrow 2^+}{(ft)_{1^-} \longrightarrow 0^+} = 1,93$.

La valeur expérimentale du rapport des vies moyennes comparatives est voisine de celle prédite par la théorie. Donc, l'élément de matrice d'ordre 2 est faible et pourra même être négligé en première approximation.

EN RESUME :

L'application du modèle de Nilsson à la détermination de la structure des états initiaux et finals laisse prévoir que l'élément $u = C_A \int i\ (o\ x\ r)$ est fortement défavorisé.

Le modèle rotationnel nous amène à conclure que l'élément $z = C_A \int B_{ij}$, nul pour la transition conduisant au niveau fondamental de ^{170}Yb, est faible pour celle conduisant à son premier niveau excité.

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Facteur de forme du spectre :

Le facteur de forme du ^{170}Tm a été étudié par LANGER et SPEJEWSKI [9] à l'aide d'un spectromètre 4 π β à semi-conducteurs. Ces auteurs linéarisent le diagramme de Fermi-Kurie à l'aide de la fonction :

$$C(W) = 1 + 1,11\ W - 0,85/W - 0,24\ W^2$$

Nous avons retrouvé la forme non statistique du spectre β . Récemment, GREVERIE [10] a retrouvé, à l'aide d'un spectromètre magnétique, un facteur de forme en bon accord avec celui de LANGER.

Pour rendre les coefficients de C(W) compatibles avec la théorie de KOTANI, nous avons redéterminé les coefficients de C(W) et renormalisé le spectre en tenant compte de la période et du rapport d'embranchement :

$$C(W) = 4,61.10^{-6} \left[1 - 0,125\ W + 0,010\ W^2 - 0,655/W \right].$$

Ce résultat est à rapprocher de la dernière valeur publiée depuis par SPEJEWSKI [11] :

$$C(W) \sim 1 - 0,07\ W - 0,68/W .$$

Corrélation angulaire Bêta-Gamma :

1. La correction angulaire β - γ entre l'électron d'énergie maximale 883 KeV et le photon de 84 KeV a été étudiée, et sa variation avec l'énergie, déterminée [11 bis]. Nos

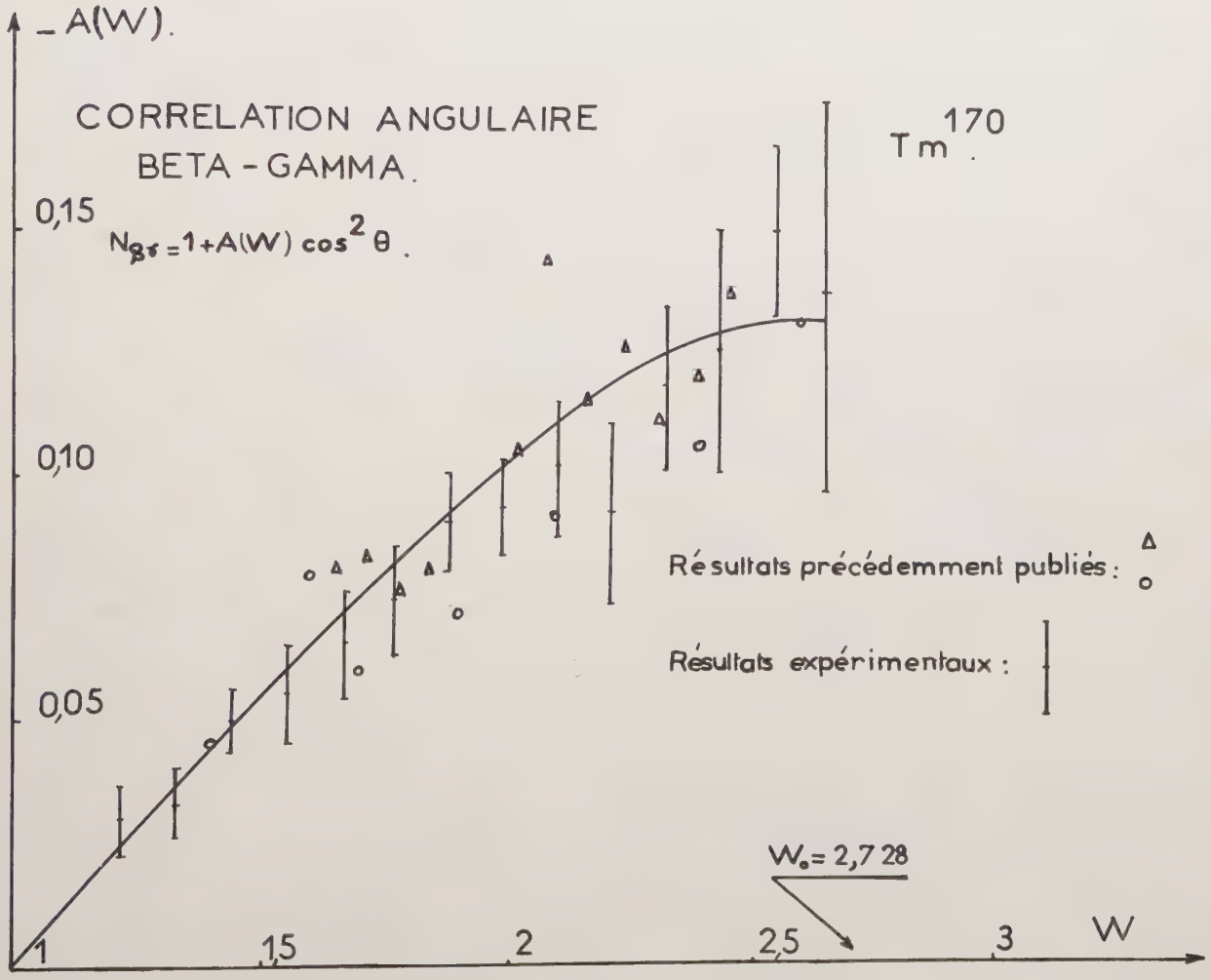
résultats sont en bon accord avec ceux publiés par DULANEY, BRADEN, PATRONIS et WYLY [18]. Nos résultats tiennent compte, comme précédemment, de la période de désintégration du ^{170}Tm et de la résolution angulaire finie des détecteurs. Les courbes ci-contre contiennent nos propres mesures et les résultats précédemment publiés.

2. Le niveau intermédiaire n'émet pas instantanément le photon. Pendant la durée de sa vie, il subit les influences extranucléaires de son cortège électronique et du réseau cristallin où se trouve le noyau. Ces perturbations extérieures, orientées statistiquement, diminuent l'anisotropie du niveau intermédiaire et atténuent donc la corrélation angulaire. Toutefois, elles ne modifient pas la forme analytique de la corrélation, qu'on écrit sous la forme :

$$W(\theta, t) = 1 + \mathcal{E} \cdot G_2(t) \cdot P_2(\cos\theta) .$$

La densité de probabilité de détecter un évènement après une durée de vie t du niveau intermédiaire s'écrit :

$$N(\theta, t)\, d\Omega\, dt = W(\theta, t) \cdot 2\pi \sin\theta\, d\theta \cdot e^{-\lambda t} \cdot \lambda \cdot dt$$



Le coefficient d'atténuation $G_2(t)$ est inférieur à l'unité et d'autant plus petit que la durée t qui sépare l'émission de l'électron de celle du photon est plus grande, du moins pour une perturbation aléatoire. Or, la vie moyenne du premier niveau excité de l'Ytterbium 170 est de 2,3 nanosecondes. Elle est assez longue pour que l'atténuation se manifeste et pour qu'on puisse l'étudier en fonction du temps [12].

Expérimentalement, on mesure la répartition statistique des intervalles de temps séparant l'émission de la particule bêta de celle du photon pour différents angles entre deux trajectoires.

Pour un angle θ annulant le deuxième polynôme de Legendre, angle voisin de 55°, cette répartition obéit à une loi exponentielle dont l'exposant est déterminé par la vie moyenne du niveau 84 KeV de l'Ytterbium 170 [16].

Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 2. La courbe de résolution intrinsèque ou Courbe Prompte – 2τ = 3,5 ns – a été déterminée à partir d'une source de ^{22}Na dans les mêmes conditions de fonctionnement de l'appareil. La deuxième courbe représente la courbe de décroissance de l'état excité de ^{170}Yb. La mesure est en bon accord avec celle précédemment publiée par FOSSAN et HERSKIN [17].

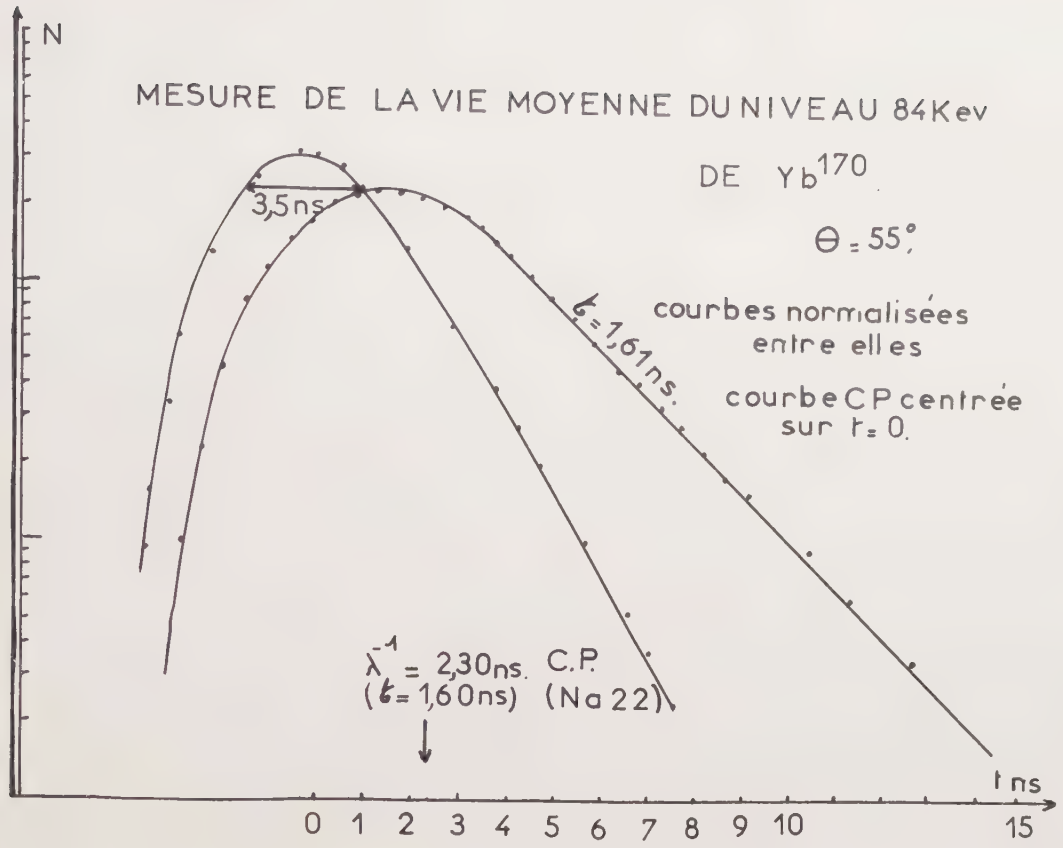
3. Sur la courbe 3 sont représentées les décroissances apparentes du même niveau lorsque l'angle entre la direction d'émission de l'électron et celle du photon est respectivement 0 et 90°. La comparaison des deux courbes met en évidence la corrélation angulaire favorisant 90° pour les temps courts et la disparition de cette corrélation angulaire lorsque le rayon gamma est émis tardivement.

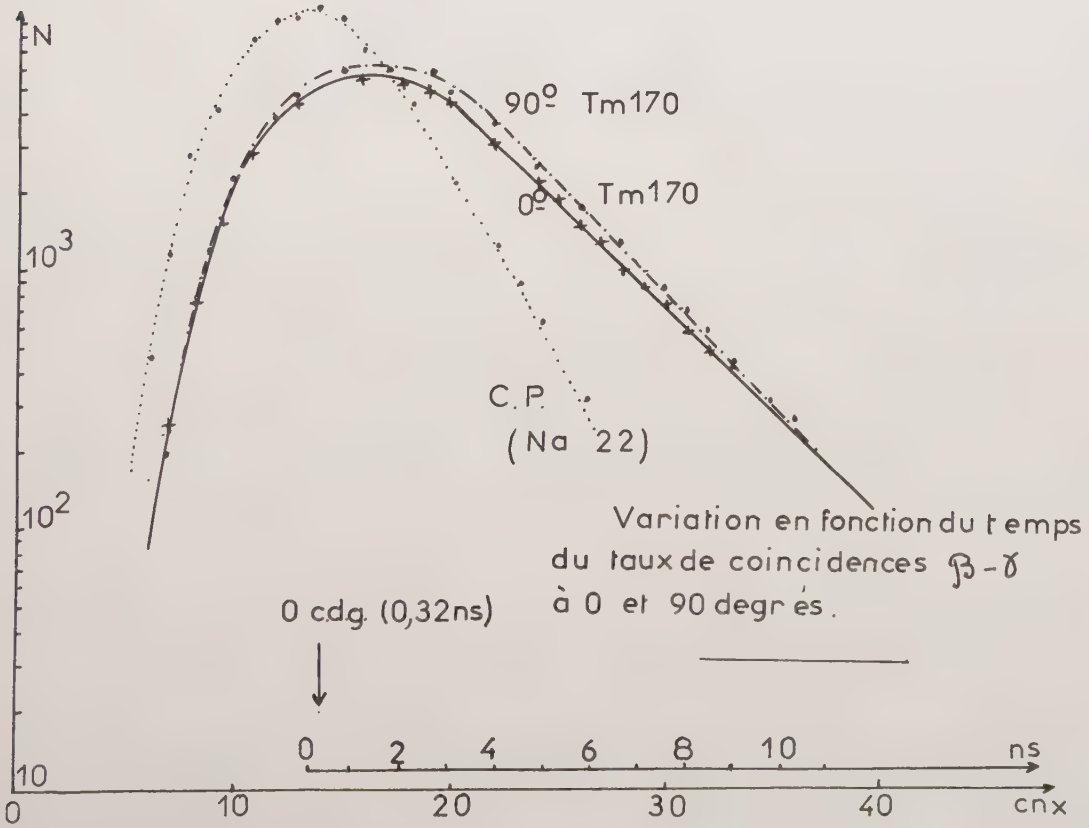
L'émission d'un électron bêta par l'atome radioactif est un phénomène court comparé à la durée de révolution des électrons sur leurs orbites. L'atome ionisé retombe à son niveau fondamental en un temps qui dépend de la nature chimique, électrique, cristalline de la source.

Si la source radioactive est le métal lui-même, l'atome se désexcite en un temps très court, inférieur à 10^{-12} seconde. Généralement, les sources sont polycristallines – cas du $TmCl^3$ – c'est-à-dire constituées de micro-cristaux orientés statistiquement, dont la résistance électrique est beaucoup plus élevée que celle du métal. Le temps de désexcitation est alors beaucoup plus grand : de l'ordre de 10^{-8} seconde.

Tant que le noyau final (Yb^{170}) est entouré d'un cortège électronique qui crée un champ magnétique intense au centre du noyau, son spin nucléaire $\vec{I}$ est soumis fortement à l'action du spin atomique $\vec{J}$ et tend à s'aligner. Ce couplage de structure hyperfine, modifiant la population de sous-couches magnétiques du niveau intermédiaire, détruit l'anisotropie β - γ. Cet alignement n'est pas instantané ; la fonction d'atténuation $G_2(t)$ peut, en première approximation, être représentée par une fonction analogue à celle introduite par ABRAGAM et POUND [14], DILLENBURG et MARIS [15] pour décrire l'influence des champs extranucléaires dans les liquides.

Connaissant la courbe de résolution de l'appareillage, la vie moyenne du niveau intermédiaire et la forme de la fonction d'atténuation, il est possible de déterminer la valeur de la fonction de corrélation non perturbée. Il apparaît que les valeurs $\mathcal{E}$ (W) reportées courbe 1 devraient être multipliées par le facteur compris entre 1,08 et 1,10, indépendant de l'énergie.





Variation en fonction du temps du taux de coincidences β-γ à 0 et 90 degrés.

Détermination des éléments de matrice

Nous nous sommes proposés de déterminer x, u, y et z à partir des données expérimentales suivantes :

$$R_3 + e \,.\, W = \frac{\mathcal{E} \,.\, W \,.\, C(W)}{\lambda_2 \,.\, p^2} = -(0,65 \pm 0,08)\, 10^{-8} - (0,33 \mp 0,03) \times 10^{-8} \,.\, W \,.$$

et

$$C(W) = (4,61 \pm 0,20)\, 10^{-6} \left[1 - (0,125 \pm 0,01)\, W + (0,010 \pm 0,003)\, W^2 - (0,655 \pm 0,015)/W \right] .$$

La recherche des solutions a été grandement facilitée par l'emploi d'un calculateur I.B.M. 1620 de l'Ecole Normale Supérieure.

Le calcul a été effectué en introduisant la variable intermédiaire Λ :

$$y = \Lambda \, \xi \, x$$

et en faisant varier Λ par bond de 0,1 entre les valeurs extrêmes :

$$0,6 \leqslant \Lambda \leqslant 6$$

Nous avons trouvé un premier groupe de solutions :

$u = \pm\ 0,11.10^{-3}$

$x = \pm\ 0,3.10^{-3}$

$z = \pm\ 0,152.10^{-3}$

$\Lambda = 1,1$.

Ces résultats concordent avec les précisions tirées de l'étude de la structure des noyaux initiaux et finals, puisque :

$$u < z < x \quad \text{et} \quad y \,,$$

et concordent avec la mesure de la polarisation longitudinale des électrons [19] :

$$P_L \left(-\frac{v}{c} \right) = 0,98 \pm 0,03 \,.$$

En effet, la condition $P_L \left(-\frac{v}{c} \right) < 1$ entraîne $x^2 > u^2$.

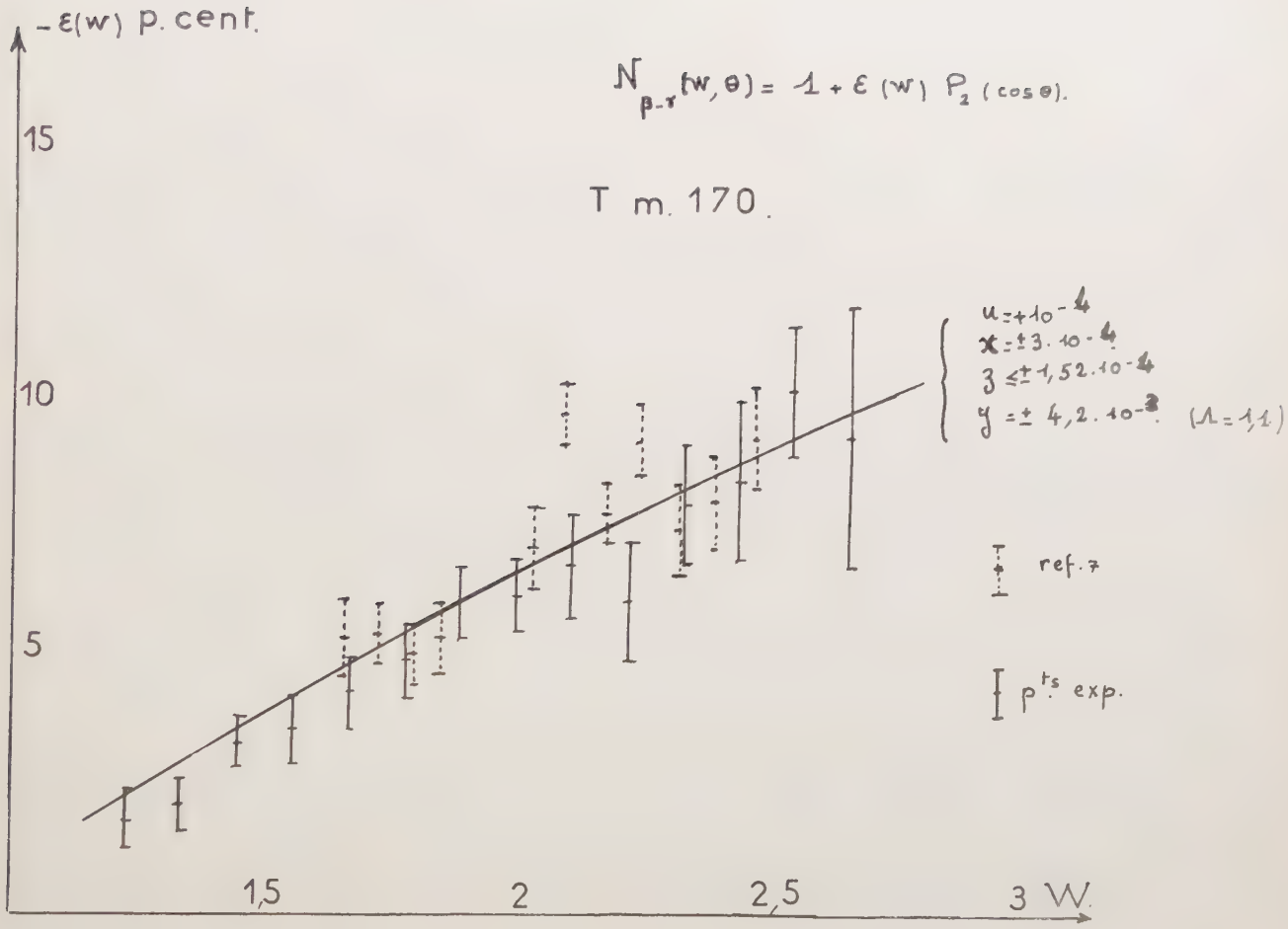
Guidé par les considérations théoriques exposées en début de chapitre, nous avons cherché les solutions relatives à $u = 0$. Nous avons trouvé ainsi un deuxième groupe de solutions :

$u = 0$

$x = \pm\ 0,42.10^{-3}$

$z = \pm\ 0,11.10^{-3}$

$\Lambda = 1,08$


- ε(w) p. cent.
$N_{\beta-\gamma}(w,\theta) = 1 + \varepsilon(w)\, P_2(\cos\theta)$.
T m. 170.
15
10
5
1,5
2
2,5
3 W.
u = +10⁻⁴
x = ± 3.10⁻⁴
z ≤ ± 1,52.10⁻⁴
y = ± 4,2.10⁻³ (Λ = 1,1)
ref. 7
pts exp.

- Courbe 1 -

Calcul des éléments de matrices théoriques

Nous avons tracé, lors de notre étude de la structure des noyaux initiaux et finals, les grandes lignes du calcul des éléments de matrices dans l'hypothèse d'une représentation de ces niveaux par des états à un nucléon. Ce calcul nous a déjà conduit aux règles de sélection. Nous allons le développer afin de déterminer les éléments de matrices $\int i\alpha$, $\int r$ et $\int B_{ij}$:

$$\int r = \langle 3/2 \; ; \; 20 \| r \, Y_1^* \| 1/2 \; ; \; 11 \rangle = \left(\frac{\hbar}{M W_o} \right)^{1/2} \left(\frac{3 (2 J_i + 1}{4 \pi \, (2 J_f + 1)} \right)^{1/2}$$

$$\sum_{\Lambda_i, \Lambda_f, \Sigma_i, \Sigma_f} a_{\ell_f, \Lambda_f} \, a_{\ell_i, \Lambda_i} \left(\langle J_i \; 1 \; K_i \; k \mid J_f \; K_f \rangle \, . \, \langle \ell_i \; 1 \Lambda_i - k \mid \ell_f \; \Lambda_f \rangle \right.$$

$$\delta_{\Sigma_f, \Sigma_i} + (-1)^{J_f + \ell_f + \frac{1}{2}} \langle J_i \; 1 \; K_i \; q \mid J_f - K_f \rangle \, . \, \langle \ell_i \; 1 \Lambda_i - q \mid \ell_f - \Lambda_f$$

$$\left. . \; \delta_{-\Sigma_f, \Sigma_i} \right)$$

Les coefficients $a_{\ell, \Lambda}$ sont les valeurs propres rencontrées lors de la décomposition du système à un nucléon suivant les vecteurs propres.

Les coefficients $a_{\ell, \Lambda}$ sont tels que :

$$\sum_{\ell, \Lambda} a^2_{\ell, \Lambda} = 1$$

Les éléments de matrice radiale $\langle N_f \; \ell_f \; r \; N_i \; \ell_i \rangle$ ont été calculés par MORSE et FESBACH [20].

Pour le calcul de certains coefficients de Clebsch-Gordan tels que $\langle \ell_i \; 1 \; \Lambda_i - k \mid \ell_f \; \Lambda_f \rangle$ pour lesquels $\ell_i = 5$ et $\ell_f = 4$, nous avons utilisé l'approximation classique de ces coefficients comme le suggère EDMONDS [21].

Tous calculs faits on trouve :

$$\int r \left(\frac{\hbar}{M W_o} \right)^{1/2} \times 0,028$$

$$\int i\alpha = \frac{W_o}{c} \left(\frac{1}{M \hbar w_o} \right)^{1/2} \times 0,1195$$

$$\int B_{ij} = - \left(\frac{\hbar}{M w_o} \right)^{1/2} \times 0,063 \, .$$

Les éléments de matrice calculés ne tiennent pas compte de l'intégrale de recouvrement des fonctions d'onde du proton de l'état initial et du proton de l'état final n'intervenant pas dans la désintégration :

$$\int \chi^{+}_{\Omega p} \cdot \chi_{\Omega p'} \, d\tau_2 = \delta(\Omega p, \Omega p') .$$

Si nous ne pouvons comparer les éléments B_{ij} d'une part, $\int i\,\alpha$ et $\int r$ d'autre part, puisqu'ils supposent des configurations différentes de l'état final, nous pouvons comparer $\int r$ et $\int i\,\alpha$.

$$\int i\,\alpha = \Lambda \xi \int r = 12,6 \qquad R = 2,02\ 10^{-2}$$

La valeur de Λ_V calculée est :

$$\Lambda_V = 0,93$$

assez voisine de la valeur trouvée expérimentalement $\Lambda_V = 1,1$ et de celle prédite par AHRENS et FEENBERG ~ 1 .

CONCLUSIONS

L'étude expérimentale a permis de confirmer la forme non statistique du spectre bêta du Thulium et de préciser, surtout à basse énergie, la dépendance de la fonction de corrélation angulaire avec W. D'autre part, nous avons mis en évidence la variation de l'anisotropie avec le temps mis par le niveau intermédiaire pour se désexciter, et évalué le facteur d'atténuation qui en résultait.

Nos résultats expérimentaux nous ont permis de trouver deux groupes de solutions valables qui correspondent à des valeurs Λ_V en accord avec la théorie d'AHRENS et FEENBERG et avec les calculs théoriques dans l'hypothèse du modèle des noyaux déformés.

Certains auteurs [22] proposent de faire intervenir, dans le calcul des probabilités de transition β, des termes d'interférence entre la bande fondamentale et des bandes vibrationnelles β et γ. Les fonctions d'onde des états initiaux et finals seraient alors la superposition des fonctions d'onde correspondant à ces diverses bandes. La présence de tels termes supprimerait la condition $\int \sigma \times r = 0$, mais les bandes β et γ se situant à des énergies bien supérieures à celle du premier niveau excité de ^{170}Yb, la contribution de cet élément serait négligeable.

CHAPITRE VI

CONCLUSIONS

Ce travail avait pour but l'étude expérimentale de la désintégration β de certains noyaux. A cette fin, nous avons réalisé un dispositif permettant l'enregistrement de la fonction de corrélation $\beta - \gamma$ directionnelle et un spectromètre 4π Bêta. Nous avons indiqué que la médiocre résolution en énergie des détecteurs à scintillation limitait quelque peu les qualités de cet appareil. Nous avons, depuis, entrepris la réalisation d'un spectromètre à semi-conducteurs refroidis, dont la résolution approche celle des meilleurs spectromètres magnétiques. Les erreurs dues à la rétrodiffusion des électrons sont, en principe, éliminées.

A l'aide de ces divers appareils, nous avons étudié les trois cascades $\beta - \gamma$ du ^{86}Rb, ^{198}Au, ^{170}Tm. Ce travail nous a permis de préciser la variation de l'anisotropie avec l'énergie et de confirmer la forme statistique du spectre du ^{86}Rb. Plusieurs mesures contemporaines de celles entreprises sur l'Or 198 sont en accord avec nos résultats. Nous avons mis en évidence la variation de l'anisotropie $\beta - \gamma$ du ^{170}Tm avec la durée de vie du niveau intermédiaire et précisé la variation à basse énergie de $\mathcal{E}$ (W) avec l'énergie de l'électron. La forme analytique du facteur de forme C(W) du ^{170}Tm est en accord avec les résultats de SPEJEWSKI et avec la théorie de la désintégration β .

Ces résultats expérimentaux nous ont permis, dans tous les cas, de calculer les éléments des matrices nucléaires jusqu'à présent inconnus. Ces valeurs rendent compte par ailleurs d'autres résultats expérimentaux publiés, tels que la corrélation angulaire $\beta - \gamma$ circulairement polarisé. Les relations semi-théoriques d'AHRENS et FEENBERG prévoient des rapports d'éléments de matrices en bon accord avec celles trouvées expérimentalement.

Nous avons, enfin, tenté de préciser, pour chaque transition, la structure du premier niveau excité du noyau final, en décrivant celui-ci à l'aide des divers modèles. Ils nous ont permis soit d'évaluer, soit de calculer les éléments de matrices responsables de chaque transition.

De ce point de vue, nous pouvons conclure que la structure du $^{86}Sr^{*}$ se traduit par un couplage paire de trous-paire de quasi-particules entre les niveaux (p 3/2) ou (f 5/2) et (h 11/2). Celle du $^{198}Hg^{*}$ correspond à un couplage analogue entre niveaux (2 d 3/2) et (3 s 1/2). Une description satisfaisante de ce type d'excitation a été donnée par KISSLINGER et SORENSEN dans le formalisme des forces d'appariement et des forces quadrupolaires.

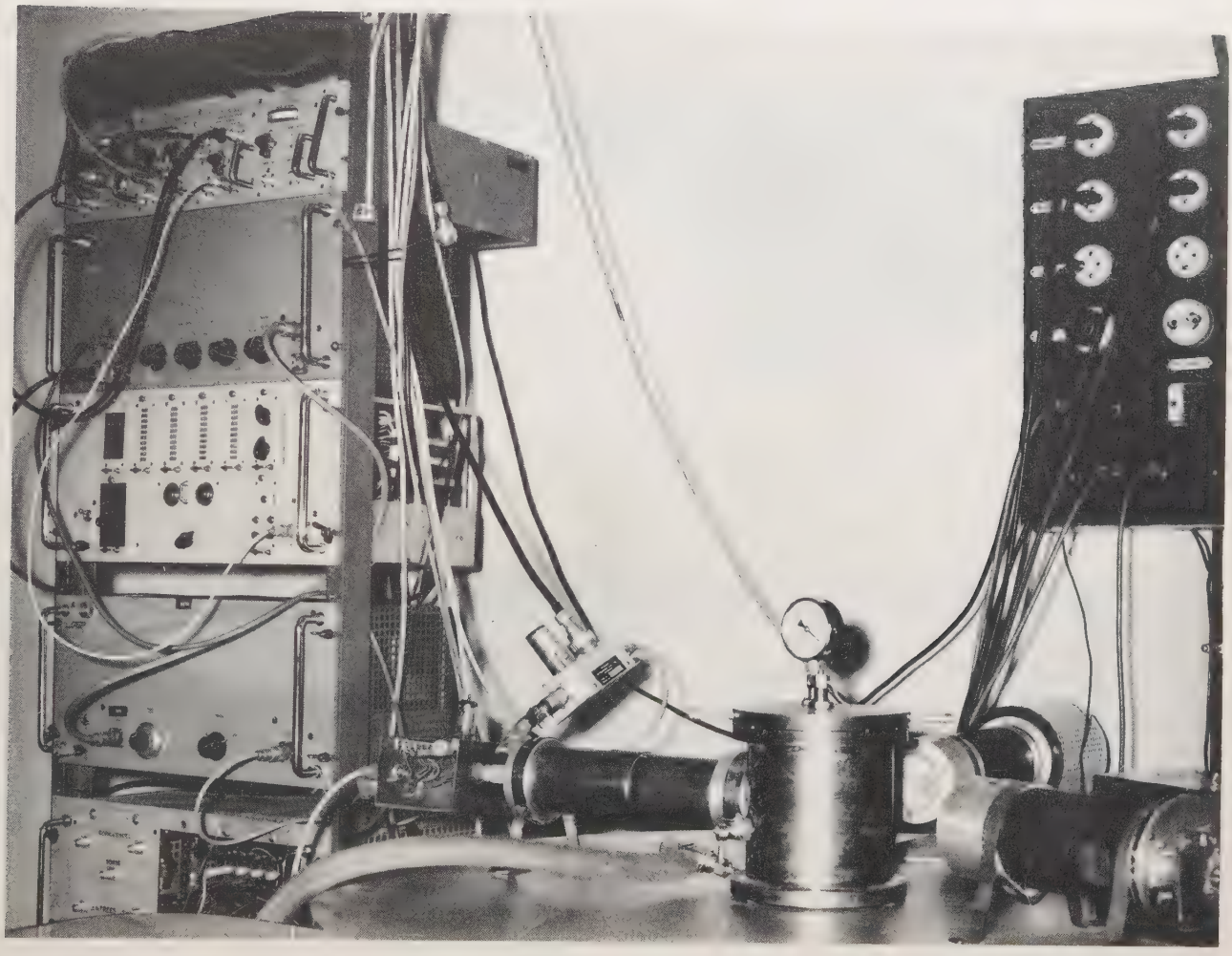
Le ^{170}Tm est bien décrit par le modèle de NILSSON. Pour cette valeur du paramètre de déformation, il apparaît une dégénérescence des niveaux $|4, \frac{1}{2}, 43>$ et

$|\, 4, \frac{3}{2}, 33 >$ qui, seule, permet d'expliquer la présence des quatre éléments de matrices d'ordre 1 et 2 de la transition β .

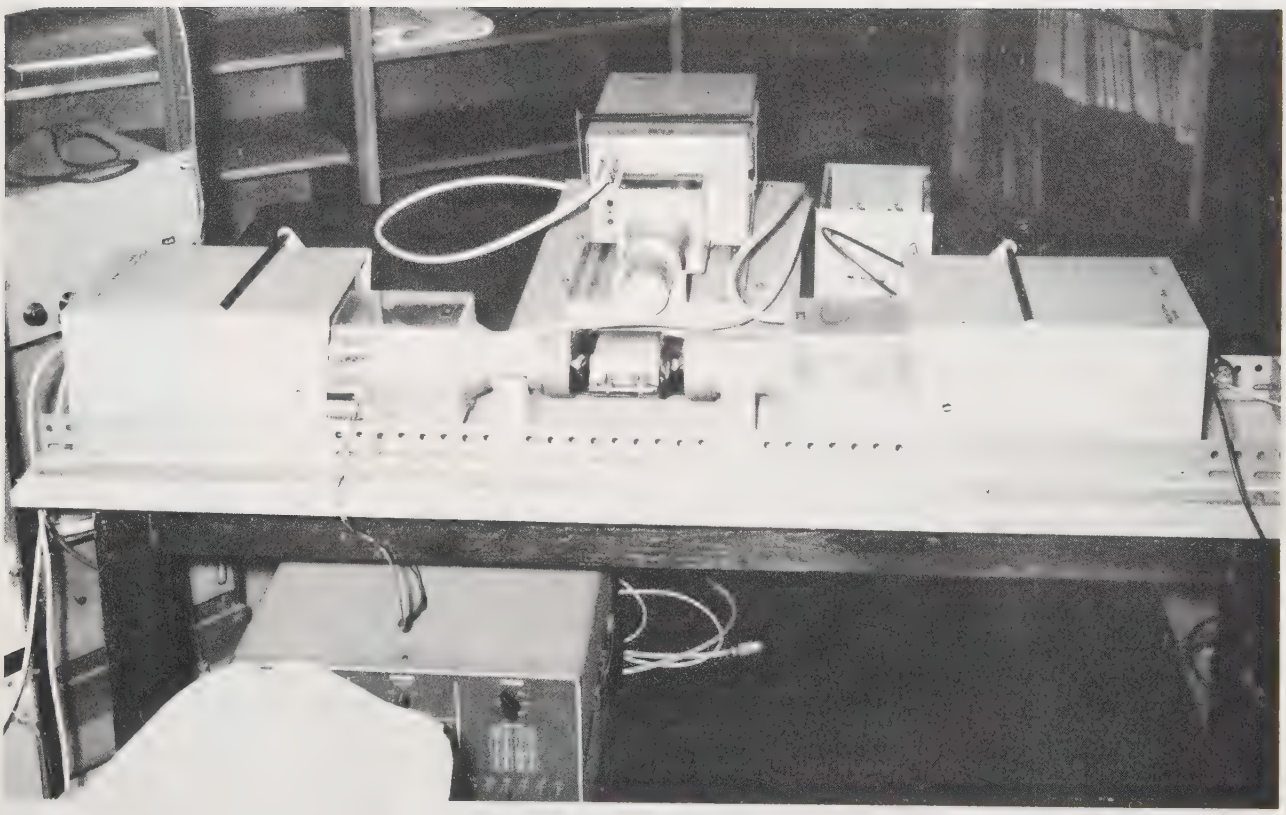
Les mesures relatives à la désintégration β sont longues et difficiles. La variation de l'anisotropie réduite $\mathcal{E}'$ avec l'énergie est souvent imprécise, puisque toujours faible et masquée par la statistique. Le facteur de forme dépend de trois paramètres, l'interprétation analytique de sa dépendance en énergie n'est souvent pas unique. Cependant, tous ces résultats nous permettent de délimiter les intervalles de variation des divers éléments de matrices et, ainsi, de préciser la structure de l'état final.

Avec l'étude des transitions électromagnétiques, la désintégration bêta des nucléons nous apparaît comme un outil précieux pour l'étude des premiers niveaux d'excitation des noyaux et la vérification des modèles nucléaires.

Manuscrit reçu le 15 octobre 1968



Appareillage expérimental pour la mesure des corrélations β-γ



Spectromètre 4 $\pi\beta$ à scintillation

BIBLIOGRAPHIE

[1] S.K. NILSSON
Dan. Mat. Fys. Medd. 29, 16 (1955)

[2] C.J. GALLAGHER et MOSZKOWSKI
P.R. 111, 1282 (1958)

[3] C.J. GALLAGHER
P.R. 126, 1525 (1962)

[4] R. SHELINE
P.R. 143, 857 (1966)

[5] B. MOTTELSON et S.K. NILSSON
Mat. Fys. Skr. Dan. Selsk. 1, 8 (1959)

[6] C.J. GALLAGHER
Nucl. Phys. 16, 215 (1960)

[7] D. BODGAN
Nucl. Phys. 32, 553 (1962)
Nucl. Phys. 48, 273 (1963)

[8] G. ALAGA, K. ALDER, A. BOHR, B.R. MOTTELSON
Dan. Mat. Fys. Medd. 29, 9 (1955

[9] L.M. LANGER et E.M. SPEJEWSKI
Bull. Am. Phys. Soc. 10-11, 1108 (1965)

[10] B. GREVERIE
C.R.A.S. (à paraître)

[11] E.H. SPEJEWSKI
Nucl. Phys. 82, 481 (1966)

[12] E.H. ELLIS
Thèse, Florida State Univ. (1963) (NSA n° 18.1078, 1964)

[13] B.G. PETTERSON, J.E. THUN, T.R. GERHOLM
Nucl. Phys. 24, 233 (1961)

[14] A. ABRAGAM et R.V. POUND
Phys. Rev. 92, 943 (1953)

[15] D. DILLENBURG et Th. A.J. MARIS
Nucl. Phys. 33, 208 (1962)

[16] P.C. SIMMS et STEFFEN R.M.
Phys. Rev. 108, 1459 (1957)

[17] E. FOSSAN et S. HERSKIN
Nucl. Phys. 40, 24 (1963)

[18] D. DULANEY, C.H. BRADEN, J. PATRONIS, L. WYLY
Phys. Rev. 129, 283 (1963)

[19] A.V. POHM et R.R. LEWIS
Phys. Rev. 95, 1523 (1957)

[20] F. MORSE et H. FESCHBACH
Meth. of Theoret. Phys. p. 785, McGraw Mill (1953)

[21] Angular Momentum in Quantum Mechanics Princ. Univ. Press (1957)

[22] £. FAESSLER et WASHWEILER F.
Nucl. Phys. 59, 202 (1964)

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Analyse de l'invariance par renversement du temps dans les interactions faites à l'aide de la corrélation angulaire Bêta-Gamma 1, gamma 2 sur des noyaux non orientés

VU
LE PRESIDENT DU JURY

R. NATAF

VU ET APPROUVE
PARIS, LE 22 MARS 1967
LE DOYEN DE LA FACULTE DES SCIENCES
DE PARIS

Marc ZAMANSKY

VU
ET PERMIS D'IMPRIMER
LE RECTEUR DE L'ACADEMIE
DE PARIS

Jean ROCHE